N° d'ordre : 30

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

René FILLOD

Ingénieur E.N.S.C.M.

Assistant à la Faculté des Sciences de Besançon

PREMIÈRE THÈSE

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE D'UN GYROMETRE A DIAPASONS

DEUXIÈME THÈSE

Proposition donnée par la Faculté

9 MAI 1969

SOUTENUES LE 9 AVRIL 1969, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. **CHALÉAT** — Président

MESNAGE, **VALLÉ** — Examinateurs

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547627_0007

UNIVERSITE DE BESANCON. Année Universitaire 1968-1969.

FACULTE DES SCIENCES.

-=-=-=-=-=-=-=-=-

DOYEN : Monsieur THIEBAUT Jean

ASSESSEUR : Monsieur BERNARD Jean

CONSEILLER ADMINISTRATIF UNIVERSITAIRE : Monsieur LAMBERT Georges.

PROFESSEURS.

M. ARBEY Louis	: Astronomie
M. CHALEAT Raymond	: Mécanique Appliquée
M. CHATELET François	: Mathématiques
M. DREYFUSS Maurice	: Géologie-Minéralogie
M. GALATRY Louis	: Physique Moléculaire
M. GOMOT LUcien	: Zoologie
M. JACQUEMAIN René	: Chimie appliquée
M. MESNAGE Pierre	: Chronométrie
M. NAHON Fernand	: Mécanique théorique
M. PERROT Roger	: Chimie générale
M. PLUVINAGE Philippe	: Physique théorique
M. RIPPLINGER Jean	: Physiologie animale
M. THEOBALD J. Gérard	: Spectroscopie Hertzienne.
M. THEOBALD Nicolas	: Géologie
M. TRONCHET Antonin	: Botanique
M. VIENOT Jean	: Physique Gle et Optique

PROFESSEURS HONORAIRES CHARGES DE COURS.

M. DUFFIEUX Michel	: Physique
M. UEBERSFELD Jean	: Physique.

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL.

M. BERNARD Jean	: Chimie-Physique
M. QUANTIN André	: Botanique
M. THIEBAUT Jean	: Pétrographie Minéralogie

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

PROFESSEURS ASSOCIES.

M. DEFIX Aimé	: Mécanique Appliquée

PROFESSEURS SANS CHAIRE.

M. CERUTTI Ernest	: Chimie Appliquée
M. DEVIN Claude	: Chimie Générale
M. GOUARNE René	: Mathématiques
Mlle LEGRAND Gilberte	: Botanique
M. PARIZET Jean	: Mathématiques
M. POTIER Robert	: Physique des Solides
M. REAL Pierre	: Biologie animale et Ecologie
M. VALLEE Robert	: Mathématiques appliquées.

MAITRES DE CONFERENCES.

M. BANTEGNIE Robert	: Mathématiques
M. BIDAULT Michel	: Botanique
M. BULABOIS Jean	: Physique Générale
M. CHAUVE Pierre	: Géologie
M. GAUDEMER Yves	: Biochimie
M. MERIGOUX Henri	: Physique
M. MONTAGNER Hubert	: Psycho-Physiologie
M. OLIVIER Marcel	: Physique
M. ROBERT Daniel	: Physique
M. ROBERT Jacques	: Mathématiques

CHARGES D'ENSEIGNEMENT.

M. HELLEGOUARCH J. Yves	: Mathématiques
M. MASSONIE J. Philippe	: Mathématiques
M. MIELLOU J. Claude	: Calcul numérique
M. RUEDIN Jean	: Mathématiques.

N° d'ordre : 30

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

René FILLOD

Ingénieur E.N.S.C M.

Assistant à la Faculté des Sciences de Besançon

PREMIÈRE THÈSE

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE D'UN GYROMETRE A DIAPASONS

DEUXIÈME THÈSE

Proposition donnée par la Faculté

SOUTENUES LE AVRIL 1969, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM.	**CHALÉAT**	Président
	MESNAGE	Examinateurs
	VALLÉ	

Je tiens à exprimer ma gratitude à :

- Monsieur le Professeur CHALEAT, Directeur du Laboratoire de Mécanique Appliquée pour ses encouragements et ses conseils,

- Messieurs les Professeurs MESNAGE et VALLEE qui m'ont fait l'honneur de participer au jury,

- Monsieur l'Ingénieur en Chef CARPENTIER, Directeur Scientifique à la Direction des Recherches et Moyens d'Essais,

- La Société JAZ pour son aide financière,

- Monsieur Daniel JACQUET, Chargé de Recherche au C.N.R.S. qui a conçu et réalisé les ensembles de traitement de l'information du gyromètre. Sa collaboration a très largement contribué à l'amélioration des performances obtenues.

Je remercie vivement tous mes camarades du laboratoire et plus particulièrement Messieurs LALLEMENT et OUDET qui m'ont fait bénéficier de leur expérience et de leurs conseils.

Je remercie également Monsieur LAITHIER, technicien, pour le soin qu'il a apporté aux réalisations mécaniques, ainsi que Mademoiselle PERRIN qui a eu la peine de revoir ce texte et d'en assurer l'impression.

-=-=-=-=-=-=-

S O M M A I R E.

I - Introduction.

II - Etude préliminaire.

21 - Principe des gyromètres à diapasons.

22 - Exemple de réalisation : le gyrotron Sperry.

23 - Descriptions sommaires des principales réalisations connues.

24 - Problèmes généraux de réalisation.

III - Etude d'un gyromètre à diapasons.

31 - Présentation de la structure étudiée.

32 - Mise en équation.

33 - Mouvement en régime permanent.

34 - Réponse en régime harmonique. Fonction de transfert.

IV - Analyse des paramètres entrant dans le signal de sortie.

41 - Désaccord de fréquence flexion-torsion.

42 - Problèmes d'entretien du diapason primaire.

43 - Problème de l'amortissement de la détection d'amplitude du diapason secondaire.

44 - Signal de sortie du gyromètre.

V - Signaux parasites rencontrés dans une réalisation pratique.

51 - Couplage par les forces d'entretien.

52 - Couplage mécanique - Directivités.

53 - Influence du milieu ambiant.

VI - Problèmes technologiques.

VII - Moyens d'essais réalisés.

71 - Table tournante

72 - Table oscillante.

VIII - Traitement de l'information.

IX - Résultats obtenus.

91 - Résultats d'essais.

92 - Résumé des performances.

93 - Améliorations possibles.

Conclusion.

R E S U M E.

Le travail présenté dans les pages suivantes a été effectué dans le cadre d'un contrat de recherche passé avec la Direction des Recherches et Moyens d'Essais. Les buts étaient d'étudier un gyromètre vibrant répondant à des caractéristiques précises et d'essayer de définir les possibilités de ce genre d'appareil.

Après un rappel du principe de fonctionnement des gyromètres à diapasons, on donne, dans le chapître II une description sommaire des principaux types de réalisations connues. Les défauts inhérant à ce genre d'appareil sont mis en évidence sur un exemple. On en déduit quelques idées de base qui permettent de concevoir une nouvelle structure de gyromètre vibrant.

Le chapître III est consacré à une étude théorique du gyromètre réalisé.

Cette étude est complètée aux chapîtres IV et V par l'analyse de divers paramètres venant modifier le signal de sortie du gyromètre.

Quelques précisions sur les problèmes technologiques et les moyens d'essais réalisés sont données aux chapîtres VI et VII.

On trouvera au chapître VIII le principe de fonctionnement sommaire des éléments électroniques de "traitement de l'information" réalisés au Laboratoire de Mécanique Appliquée par Monsieur JACQUET.

Le chapître IX présente en détail les résultats obtenus et permet d'envisager quelques améliorations des performances.

Enfin, le lecteur désirant approfondir cette question trouvera de nombreuses informations dans les articles cités en référence bibliographique.

I - INTRODUCTION.

Le seul gyromètre utilisé est toujours le gyromètre classique à toupie. Il bénéficie d'un siècle d'expérience et de recherches. Les perfectionnements qui lui ont été apportés font qu'il est bien loin d'être dépassé.

On peut rappeler brièvement son principe (Figure 1) : Une toupie, de moment cinétique $\vec{H}=\overrightarrow{I\omega}$ donne naissance à un couple de réaction gyroscopique si l'on fait pivoter son axe de rotation. Si $\vec{\Omega}$ est la vitesse angulaire du chassis extérieur, $|\vec{\Omega}| << |\vec{\omega}|$; l'application du théorème du moment cinétique donne, en première approximation, le couple de réaction gyroscopique appliqué par la toupie au chassis intérieur $\vec{C}=\vec{H} \wedge \vec{\Omega}$. La mesure directe ou indirecte du couple à appliquer au cadre

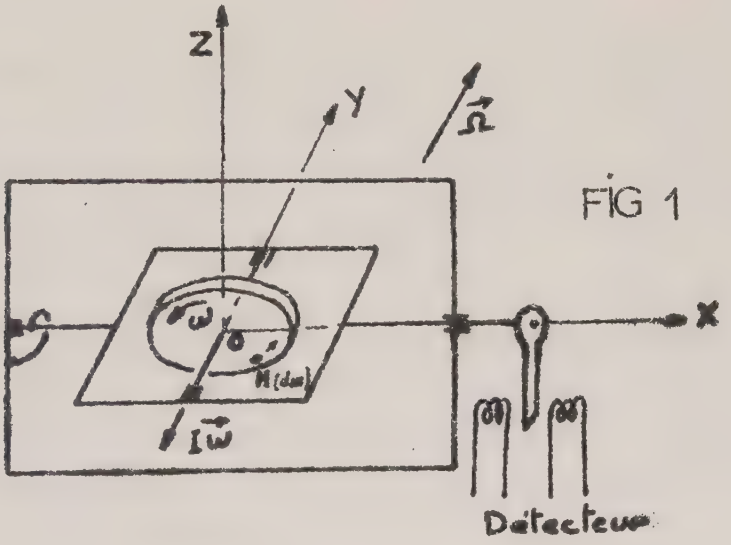
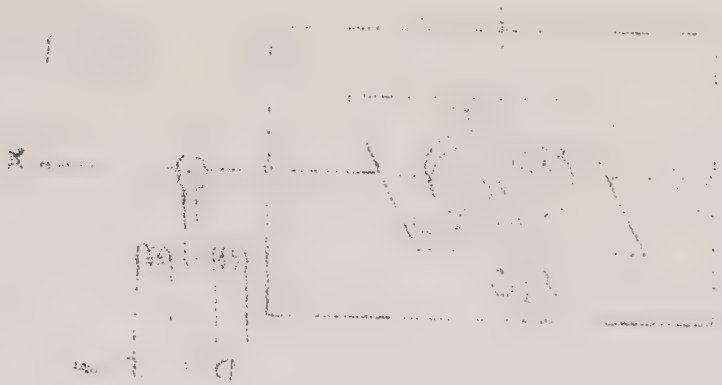


FIG 1

intérieur pour le maintenir sensiblement perpendiculaire au cadre extérieur donne une grandeur proportionnelle à la composante de $\vec{\Omega}$ sur OZ.

Le problème peut être vu sous un autre aspect. Considérons la force d'inertie de Corriolis appliquée, relativement au repère mobile O,XYZ, à un point M de masse élémentaire dm de la toupie :

$$\overrightarrow{F_C} = -2\,\vec{\Omega} \wedge \overrightarrow{V_r}\,dm$$



V_r : vitesse de M relative au repère O,XYZ lié au chassis extérieur du gyromètre.

Le moment de cette force par rapport au point O est :

$$d\vec{C_1} = \overrightarrow{OM} \wedge (2\vec{\Omega} \wedge \vec{V_r})dm$$

Le couple total $\vec{C_1}$ obtenu par sommation des couples élémentaires dC_1 étendue à la masse de la toupie donne naturellement :

$$\vec{C} = \vec{C_1}$$

En conclusion, pour obtenir une réaction gyroscopique sur un élément mécanique, il suffit qu'il soit animé d'une grande vitesse par rapport au repère mobile. Nous pouvons donc lui communiquer soit un mouvement de rotation, soit un mouvement de vibration.

Le bon fonctionnement des gyromètres classiques utilisant un corps tournant exige des couples de frottement extrêmement réduits et un équilibrage soigné. La puissance nécessaire à leur entretien est élevée (de l'ordre de quelques dizaines de Watts). La présence d'un corps en rotation à quelques 20.000 tours/minute limite leur durée de vie.

Pour pallier ces inconvénients, les recherches se poursuivent actuellement dans plusieurs voies. D'une part, on essaie d'éliminer les frottements tout en conservant des dispositifs mécaniques : gyroscopes à suspension électrostatique, gyroscope cryogénique à suspension électromagnétique, gyroscopes à diapasons.

D'autre part, on cherche à exploiter d'autres phénomènes physiques : gyroscope à résonance magnétique, gyroscope à laser.

II - ETUDE PRELIMINAIRE.

Un moyen simple d'éliminer les frottements tout en utilisant une structure mécanique consiste à remplacer la toupie classique par un ensemble de deux diapasons.

Les premiers brevets de gyromètres à diapasons remontent à 1948. Le plus connu fut présenté sous le nom de "gyrotron" par la Société SPERRY. Les publications qui décrivent cet appareil et analysent les difficultés rencontrées dans sa mise au point remontent à 1954. Pendant plusieurs années on semble ne plus s'intéresser à ce type de gyromètre. Ce n'est qu'en 1962 que la Société WESTINGHOUSE présente un nouveau gyromètre vibrant baptisé "Solid state vibrating gyroscope". Plus tard, nous aurons connaissance de multiples brevets, déposés vers la même époque qui montrent bien l'intérêt suscité par ce nouveau type d'appareil.

Ceci est sans doute dû aux avantages revendiqués par la SPERRY GYROSCOPE COMPANY pour son gyrotron : - Grande étendue de mesure, - Rapidité de réponse, - Bonne directivité, - Absence de frottement donc, du moins théoriquement, du seuil existant dans les gyromètres classiques - Longue endurance - Entretien nul - Bonne résistance aux chocs et aux vibrations.

21 - Principe des gyromètres à diapasons (Figure 2).

Considérons une masse M(m) animée d'un mouvement de vibration entretenue $y=y_o \sin \omega t$ par rapport à unrepère mobile O,XYZ. Si le repère est entraîné en rotation ($\vec{\Omega}$) autour de OZ, la masse M sera soumise, entre autres, relativement au repère mobile, aux forces d'inertie de Corriolis $\vec{F_C} = -2m \vec{\Omega} \wedge \vec{V_r}$. Ces forces sont perpendiculaires à la vibration. Leur amplitude est proportionnelle à la gyration $\vec{\Omega}$ que l'on se propose de mesurer. Il faut bien voir que leur amplitude est extrêmement faible. Prenons en exemple une masse de deux grammes vibrant à 3.000 Hz avec une amplitude de 0,02 mm. Si la vitesse angulaire d'entraînement est de un tour par jour, les forces d'inertie de Corriolis, qui sont sinusoïdales à la fréquence de vibration entretenue, auront une amplitude de 10^{-7} N. Il est donc exclu de les mesurer directement. Par contre, si l'on entretient avec ces forces un diapason secondaire accordé à la même fréquence,

on bénéficie de l'amplification et du filtrage apporté par le phénomène de résonance.

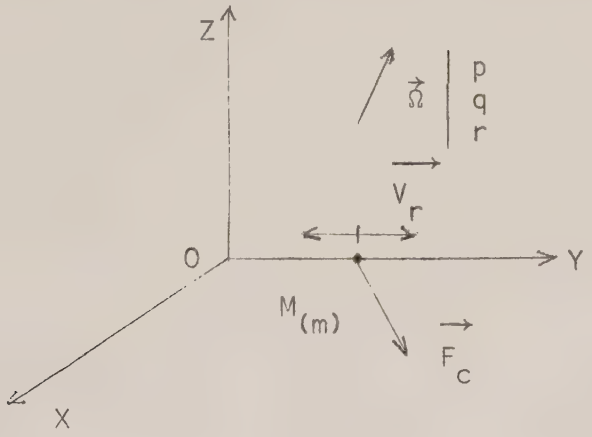


Figure 2.

Par exemple, un oscillateur secondaire de masse équivalente 2 gr, de facteur de qualité Q=200, aura, dans les conditions précédentes une amplitude de 3.10^{-5} microns. Bien qu'extrêmement faible, cette amplitude correspond tout de même à une accélération de 10^{-2} m/s^2 qui est parfaitement détectable à 3.000 Hz.

En résumé, un gyromètre à diapasons sera formé de deux oscillateurs accordés en fréquence, découplés en l'absence de gyration et couplés par la force de Corriolis.

22 - Exemple de réalisation : Le gyrotron SPERRY (Figures 3 et 4).

Il est formé d'un oscillateur primaire entretenu en vibration à amplitude constante : c'est un diapason en U classique suppor-

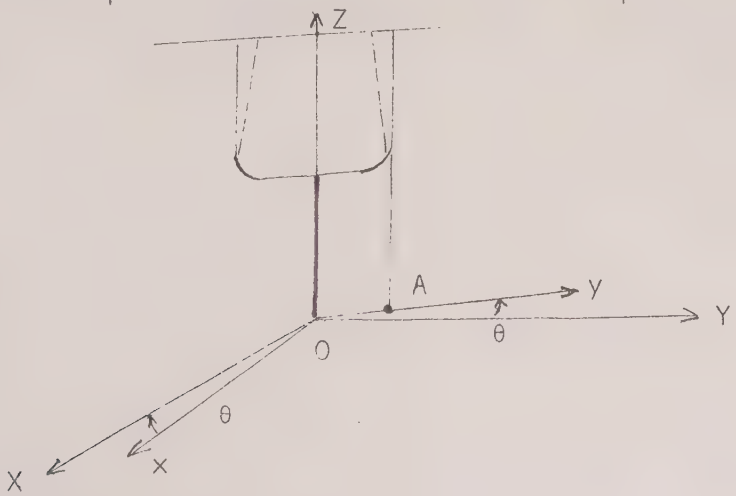
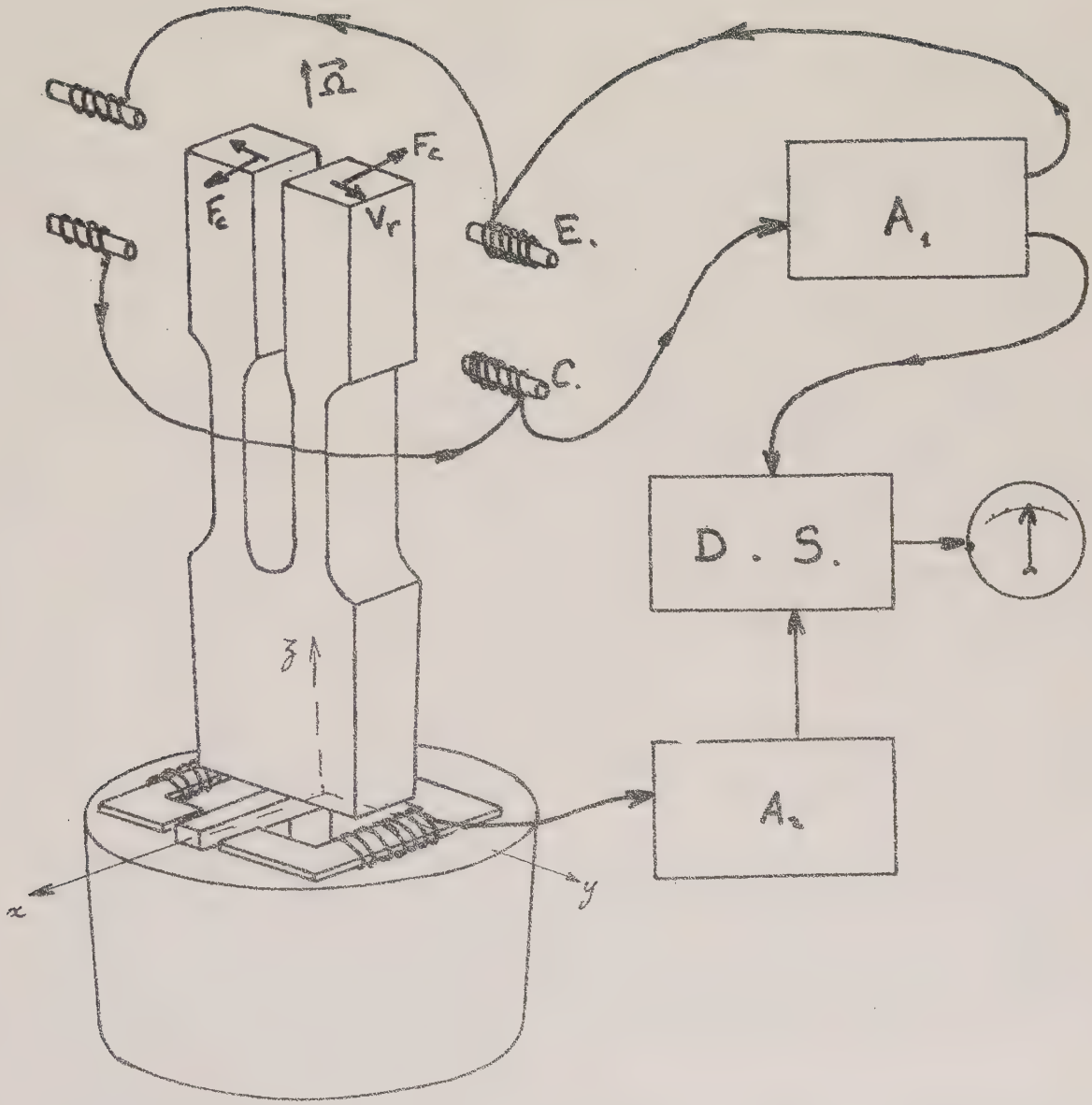


Figure 3.

FIG 4



té par une barre de torsion. L'oscillateur secondaire de torsion, sur lequel on détecte la giration est constitué par la masse du diapason en U et la barre de torsion. Les deux diapasons sont accordés en fréquence.

L'application au diapason, au point O, en projection sur Oz du théorème du moment cinétique montre que le mouvement de torsion θ est donné en première approximation par :

$$\theta = -\frac{\lambda r_o}{2a\omega} \sin \omega t \cos(\eta t - \phi) \qquad \begin{matrix} r_o << \omega \\ \eta << \omega \end{matrix}$$

avec les notations : ω : pulsation propre des oscillateurs,

$\frac{1}{2a} = Q$: facteur de qualité de l'oscillateur secondaire de torsion.

$r = r_o \cos \eta t$: composante sur Oz de la vitesse angulaire à mesurer.

λ : Rapport de la partie variable à la partie constante du moment d'inertie par rapport à Oz, du diapason primaire entretenu à amplitude constante y_o. Le mouvement du diapason est défini par $y = A + y_o \sin \omega t$. λ est proportionnel à y_o.

$\phi = \frac{\eta}{a\omega}$: déphasage définissant le temps de réponse du gyromètre.

Dans cet appareil, les dispositifs d'entretien du diapason primaire et de détection de la gyration sont du type électromagnétique (figure 4).

La gyration θ apparaît comme une onde modulée en amplitude (modulations à double bande latérale). La "porteuse" a même fréquence que le diapason primaire. Le sens de la gyration est donné par une comparaison de phase entre la "porteuse" et le mouvement du diapason primaire. Le signal de sortie est obtenu par démodulation synchrone (D.S.). (Figure 4).

Le démodulateur synchrone élimine du signal de sortie les vibrations para-

sites et les vibrations de pulsation ω qui sont en quadrature avec la gyration. Ces termes proviennent principalement d'un couplage d'origine mécanique entre les deux oscillateurs.

23 - Description sommaire des principales réalisations connues.

On peut distinguer deux types de réalisations : la plupart des structures étudiées utilisent deux oscillateurs classiques. Certaines utilisent un diapason unique à deux degrés de liberté.

231 - Gyromètres formés de deux oscillateurs classiques.

Tout système de deux oscillateurs couplés par les forces de Corriolis peut constituer un gyromètre. Les figures de 5 à 13 représentent schématiquement quelques réalisations. La plupart n'ont pas dépassé le stade de l'étude en laboratoire.

A - *Gyromètre flexion torsion* (Figure 5).

Cette réalisation est due au Professeur KAROLUS.

Le gyromètre est composé d'un diapason en U entretenu en vibration et d'un

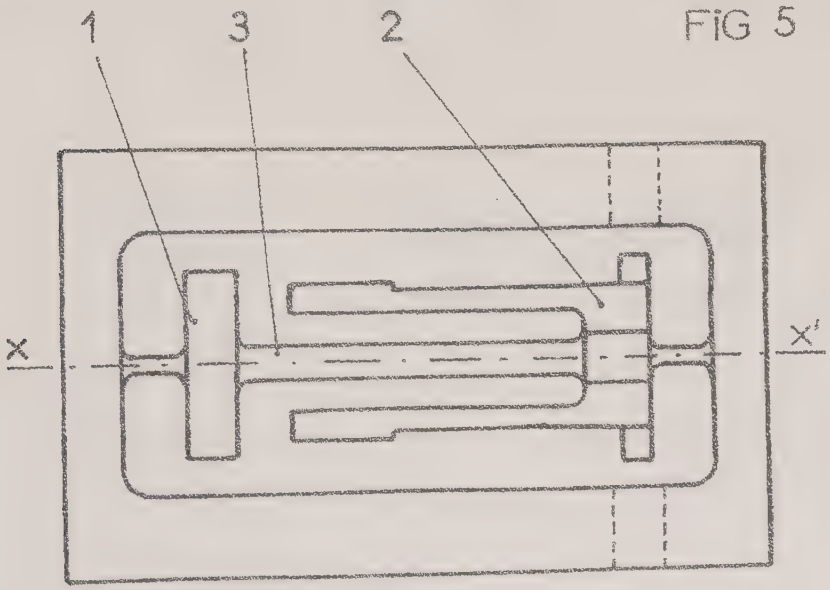


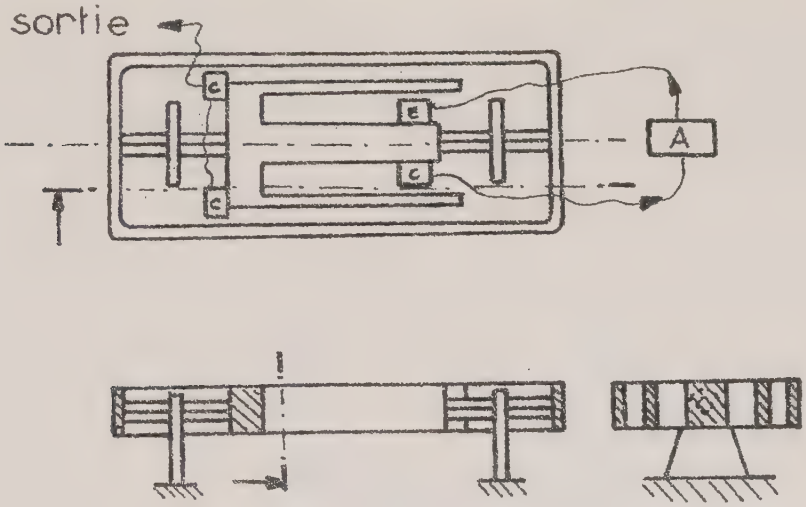
FIG 5

diapason secondaire de torsion composé des masses (1) et (2) réunies par la barre de torsion (3). Le cadre extérieur est fixe. L'appareil est sensible aux girations d'axe XX'. L'entretien du diapason primaire est électrostatique. Les détections sont électromagnétiques.

La structure, beaucoup plus symétrique que le gyrotron SPERRY, doit mieux supporter les accélérations. L'accord de fréquence flexion torsion n'est pas conservé quant la température varie. Une stabilisation en température est nécessaire.

B - *Gyromètre flexion-torsion* (Figure 6).

L'oscillateur primaire est toujours un diapason en U. L'oscillateur secondaire est un diapason de torsion à deux noeuds de vibrations. La fixation de l'ensemble est faite aux deux plans nodaux de l'oscillateur secondaire. Comme précédemment, une stabilisation en température doit être nécessaire. On doit de plus se heurter à de grandes



difficultés de réalisation pour ramener les noeuds de torsion dans les plans de fixation tout en conservant l'accord de fréquence entre les deux oscillateurs.

C - *Gyromètre torsion-torsion* (figure 7).

Les oscillateurs primaire et secondaire sont deux diapasons de torsion. L'oscillateur primaire est formé par les masses A et B reliées par les barres de torsion T_1. L'oscillateur secondaire est composé de l'oscillateur primaire vibrant en opposition de phase avec la masse D et relié par les barres de torsion T_2.

Ce gyromètre doit être peu sensible aux vibrations. Sa tenue en température est excellente car les deux diapasons sont de même nature. Le couplage par les forces d'entretien du diapason primaire peut être négligeable.

Malheureusement, on doit se heurter à de grandes difficultés de réalisation du fait que le gyromètre doit être intégralement tiré d'un bloc de métal sans pièce rapportée.

D - *Gyrométrie à vibrations longitudinales et vibrations de torsion* (Figure 8). (Réalisation due à Monsieur Börner. Société TELEFUNKEN).

Une barre est entretenue en vibration longitudinale. Il en résulte une vibration radiale dont l'amplitude est maximum au centre de la barre (couplage dû au coefficient de Poisson). La barre peut

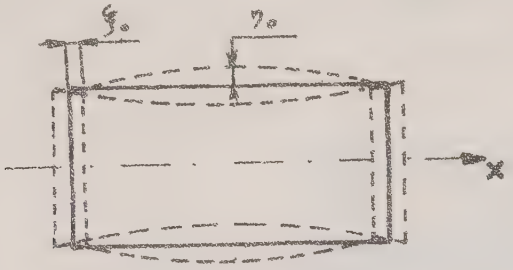
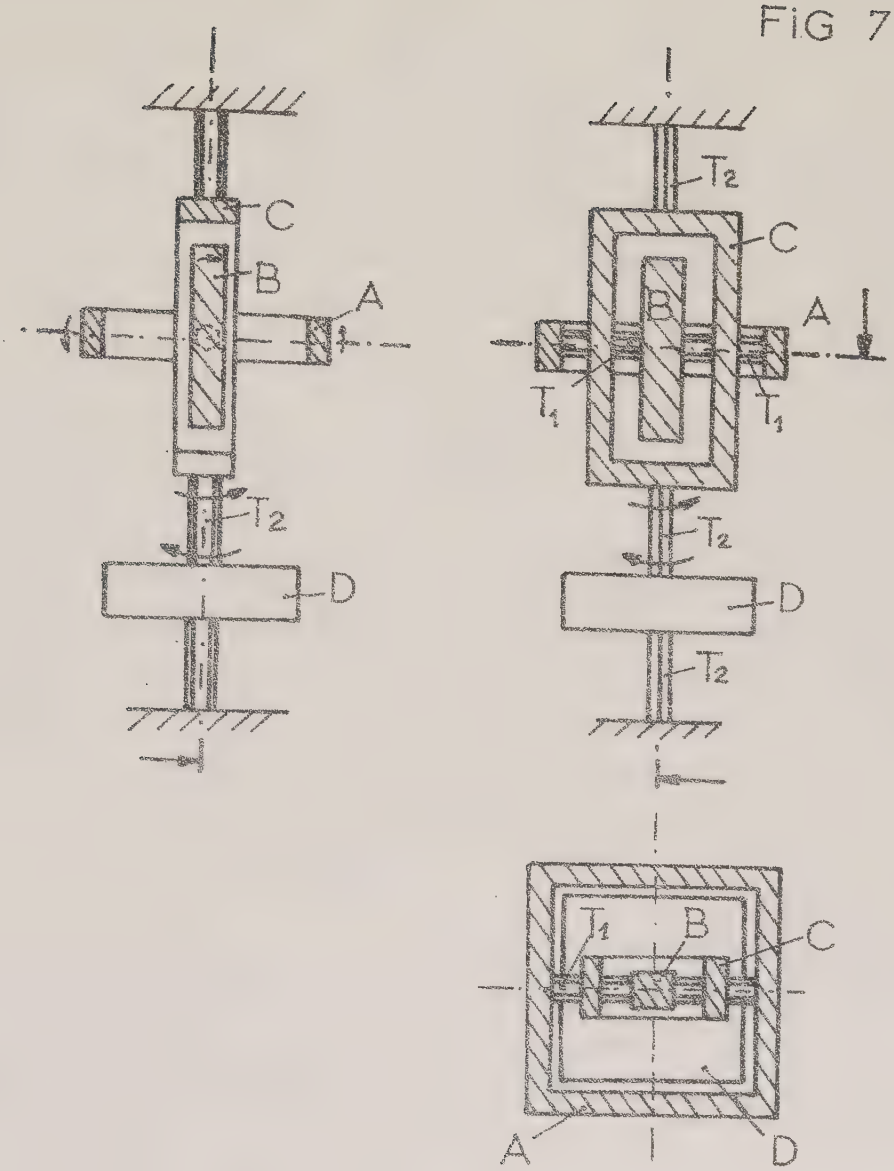


Figure 8.

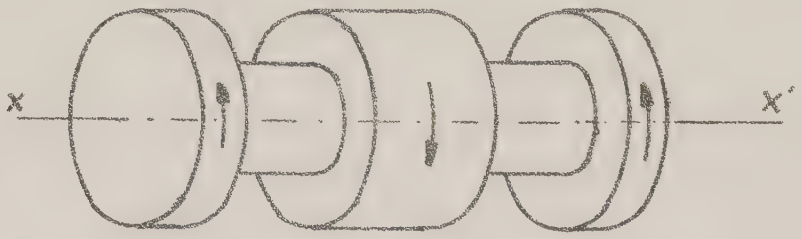
FIG 7



vibrer en torsion avec deux noeuds de vibration. Le résonnateur doit être modifié (figure 9) pour que les fréquences du mode de vibration de torsion à deux noeuds et du mode de vibration longitudinale soient accordés.

Si on entraîne la barre en rotation autour de l'axe XX', il y aura couplage entre la vibration radiale et la vibration de torsion par les forces de

Figure 9.



Corriolis. On détecte une vibration de torsion dont l'amplitude est proportionnelle à la giration.

La fréquence de fonctionnement a été choisie à 100 KHz pour obtenir une faible sensibilité aux vibrations extérieures.

Il semble toutefois difficile de fixer une telle structure sur un support sans ramener de pertes d'énergie sur l'oscillateur. D'autre part, la vibration de torsion doit être détectée sur un élément animé de vibrations longitudinales et radiales dont les amplitudes peuvent être 10^5 fois plus importantes que l'amplitude du mouvement de torsion au même point. Il paraît délicat de réaliser un détecteur ayant une telle directivité.

E - *Gyrotron extension-torsion* (Figure 10). (Réalisation de la Société WESTINGHOUSE).

Il est constitué d'un tube de céramique piézo-électrique. Son fonctionnement est schématisé figure 10. Les flèches radiales indiquent la trajectoire des particules en mouvement entretenu. Les flèches circulaires donnent le sens du mouvement créé par les froces de Corriolis

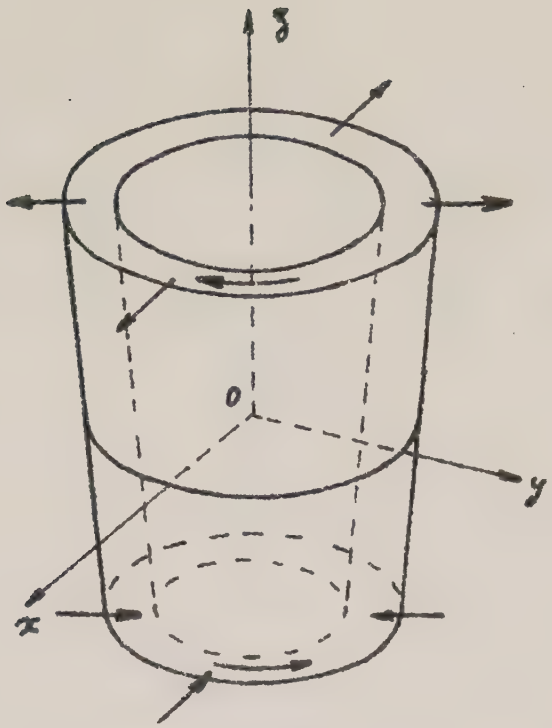
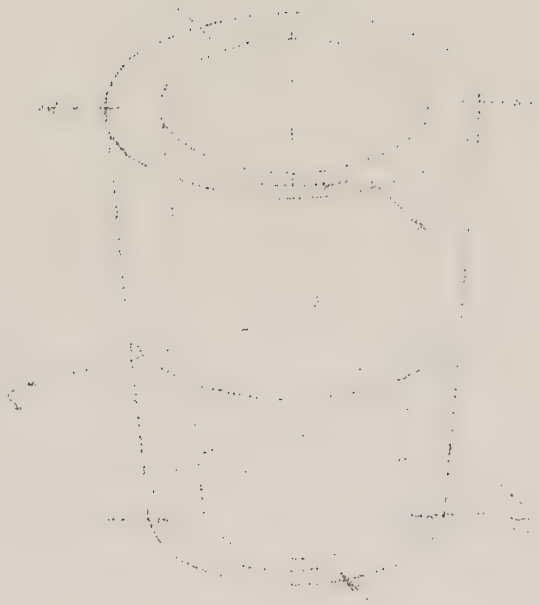


Figure 10.

quand le gyromètre est entraîné en rotation autour de Oz.

L'entretien du diapason primaire est obtenu par effet piézoélectrique inverse. Le signal de sortie est détecté par effet piézoélectrique direct.

Dans une autre version, l'oscillateur primaire est composé de deux disques de céramique piézoélectrique entretenus en vibration radiale sur leur fréquence propre (figure 11). Une giration d'axe XX' induit une vibration de torsion des deux disques.



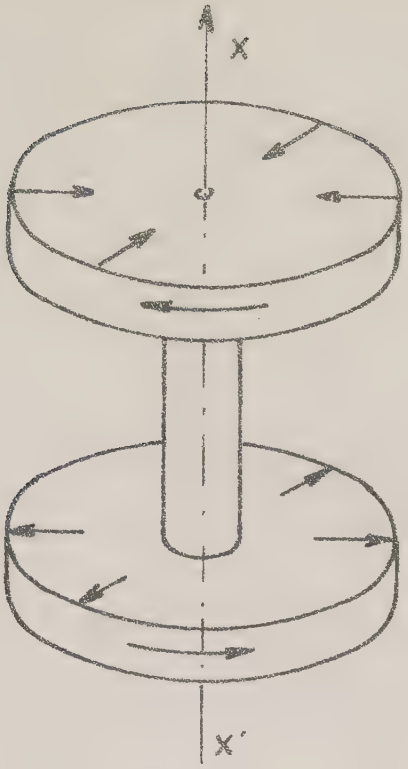


Figure 11.

Les principaux obstacles rencontrés ont sans doute le manque de stabilité de la matière utilisée et le bruit des capteurs. Le seuil de sensibilité de cet appareil n'a pu être descendu en dessous de 10^{-3} rad./s avec hystérésis du même ordre.

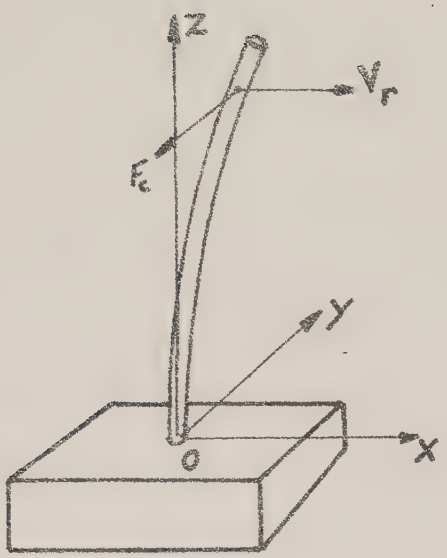
232 - Gyromètres utilisant des verges ou des cordes vibrantes.

Dans la réalisation de gyromètres à diapasons on se heurte aux problèmes d'accord de fréquence et de découplage de deux diapasons. En particulier, il est très difficile de conserver l'accord de fréquence quelles que soient les variations de température de l'appareil.

Ces inconvénients disparaissent si on utilise une verge entretenue en vibration dans un plan xOz et libre de vibrer dans un plan perpendiculaire (figure 12).

Si l'on entraîne l'ensemble en rotation à faible vitesse autour de Oz, les forces d'inertie de Corriolis appliquées à la verge seront parallèles à

Figure 12.



Oy. Elles feront tourner le plan de vibration par rapport au repère mobile O,xyz.

Plusieurs structures basées sur ce principe utilisent soit des barres encastrées à une extrémité,soit une barre libre supportée par ses deux noeuds de vibration. L'entretien en vibration est électromagnétique ou magnétostrictif.

L'étude la plus élaborée semble être actuellement celle de la société "NORTH AMERICAN AVIATION" utilisant une corde vibrante.

Gyroscope à corde vibrante "NORTH AMERICAN AVIATION".

Le gyroscope est schématisé figure 13. Une corde de quartz, dorée pour la rendre conductrice, de diamètre de l'ordre de 50 microns est fixée par ses deux extrémités à deux diaphragmes de quartz. L'entretien en vibration de la corde est obtenue par des forces de traction d'origine capacitive, appliquées au fil par l'intermédiaire d'un diaphragme. La fréquence de fonctionnement est de l'ordre de 10 KHz.

Le fil vibre normalement dans le plan zox. Pour stabiliser le plan de vibration, on applique à la corde, par l'intermédiaire des bobines 1 et 2, des forces qui sont identifiables à un couple de rappel proportionnel à l'écart angulaire θ du plan de vibration du fil avec Oz. Ceci est réalisé en alimentant les bobines 1 et 2 avec une tension proportionnelle à θ donnée par le détecteur de sortie (8).

Toutefois, la constante de temps de ce dispositif de "recalage" est très élevée (de l'ordre de 100 à 500 s). Ainsi, le fonctionnement du gyroscope n'est pas perturbé s'il est utilisé sur une plateforme stabilisée à la condition que le temps de réponse de la plateforme soit très inférieur à la constante de temps du système de recalage.

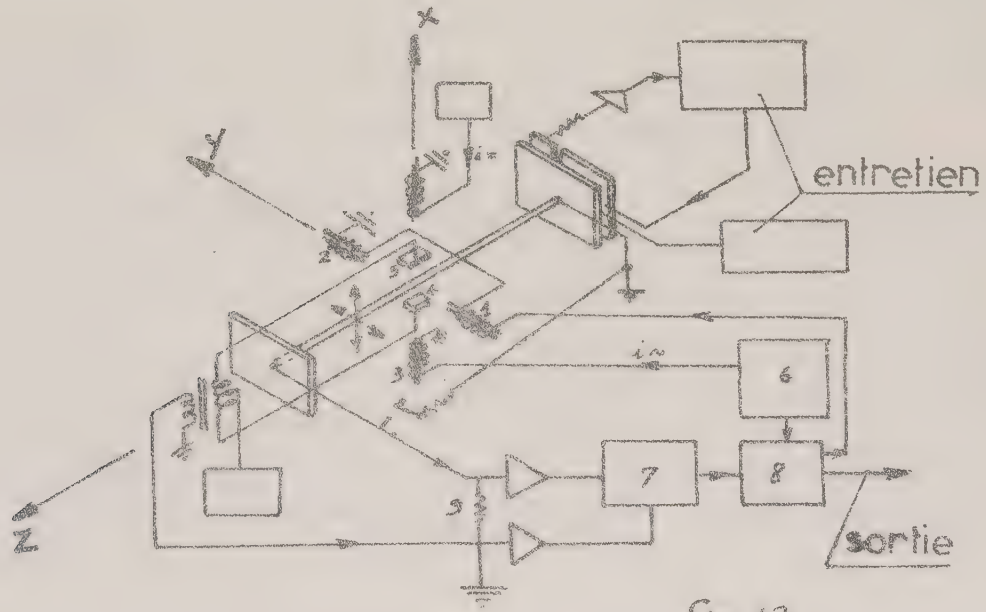


Fig 13

En fonctionnement normal, si l'on fait tourner le gyroscope d'un angle θ autour de Oz, le plan de vibration du fil aura tendance à rester fixe. Il tournera donc d'un angle - θ par rapport au boitier avant que le système de recalage ait réagi.

Cette rotation est mesurée par détection du courant induit dans le fil par la bobine (3) alimentée en basse fréquence par le générateur (6). Un capteur capacitif (4 et 5) donne la tension de référence du premier démodulateur synchrone (7). Ce dernier délivre un signal d'amplitude proportionnelle à θ modulé par la basse fréquence. Un second démodulateur (8) est nécessaire pour obtenir le signe de la gyration.

L'appareil peut être transformé en gyromètre en diminuant la constante de temps du système de recalage. Il suffit d'augmenter le couple de rappel sur le fil en diminuant la résistance (9).

24 - Problèmes de réalisation.

Dans l'étude de toutes les structures proposées on rencontre toujours les mêmes problèmes qui sont principalement l'entretien du diapason primaire, la détection du mouvement des diapasons primaire et secondaire, les couplages parasites entre les deux diapasons.

241 - Entretien du diapason primaire.

Le problème réside dans le choix de l'élément d'entretien et dans le choix de sa position sur la structure.

Les excitateurs de proximité du type électromagnétique ou capacitif présentent des inconvénients. Ils engendrent des forces entre le diapason et son support. Une vibration extérieure, une dilatation provoquent une modification des conditions d'entretien donc une variation d'amplitude du diapason.

Les forces d'entretien du diapason primaire doivent être rigoureusement perpendiculaires au plan de vibration du diapason secondaire. Si cette condition n'est pas parfaitement réalisée, on recueillera un mouvement parasite du diapason secondaire entretenu par les excitateurs du diapason primaire. Ces forces sont en phase avec la vitesse donc identifiables à une gyration.

Prenons en exemple le gyrotron SPERRY (Figures 4 et 14).

Supposons que la résultante des forces d'entretien du diapason primaire fait un petit angle α avec le plan de vibration. Un calcul simple donne un ordre de grandeur de la perturbation ramenée sur le diapason secondaire. Considérons le système à constantes localisées équivalent. Soit $F = m\,\omega^2\,x_o \sin \omega t$ la force d'entretien du diapason primaire. La force perturbatrice appliquée au diapason secondaire sera $F_p = m\,\omega^2\,x_o\alpha \sin \omega t$ et les forces de Corriolis correspondant à une gyration r autour de l'axe sensible Oz seront $F_c = 2\,m\,\omega\,r\,Q_1\,x_o \sin \omega t$

Q_1 : surtension de l'oscillateur primaire.

d'où : $$\frac{F_p}{F_c} = \frac{\omega\alpha}{2Q_1 r}$$

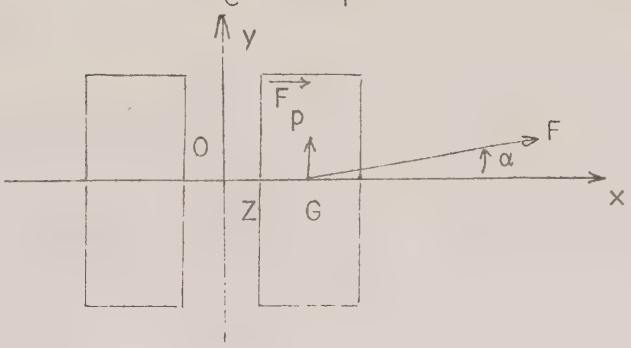


Figure 14.

Si l'on veut $\frac{F_p}{F_c} = 1$ avec $\omega = 2\pi.3000$; $Q_1 = 10^4$; $r = 10^{-4}$ rd/s.

Il vient $\alpha = 5.10^{-5}$ rd $\simeq$ 10 secondes d'arc.

Un défaut de position du diapason de 10 secondes d'arc provoque déjà un signal parasite équivalent à une gyration de 10^{-4} rd/s.

Pour diminuer ce signal parasite, il faut choisir un oscillateur primaire de grande surtension. On peut aussi concevoir un gyromètre de fréquence basse, mais ceci est incompatible avec une bonne tenue de l'appareil aux vibrations.

Il est possible de placer l'excitateur sur une masse de l'oscillateur primaire dont la sensibilité à la giration n'est pas exploitée.

242 - Détection de l'amplitude du diapason secondaire.

La détection peut être faite par des capteurs de proximité du type capacitif ou inductif mais ils enregistreront tous les mouvements du gyromètre par rapport à son support. Il semble préfèrable d'employer, selon la fréquence du diapason :

- soit des capteurs extensomètres (jauges au silicium ou éléments monolames piézoélectriques),
- soit des capteurs accéléromètres (bilames piézoélectriques par exemple).

243 - Couplage introduit par les imperfections d'usinage.

Une grande difficulté résidera dans la fabrication du gyromètre. Reprenons en exemple le gyrotron SPERRY.

Supposons que le centre de gravité d'une branche du diapason ne soit pas située dans le plan zoy mais décalée d'une quantité δx (figures 4 et 15).

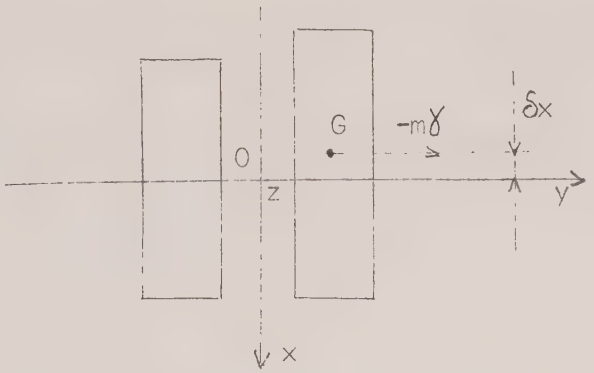


Figure 15.

Soit $y = A+y_o \sin \omega t$ le mouvement du centre de gravité d'une branche. Les forces d'inertie $-my''$ donnent naissance à un couple dont le moment par rapport à l'axe de torsion est $M_1 = m \omega^2 y_o \delta x \sin \omega t$. Ce couple engendrera un mouvement parasite de l'oscillateur secondaire.

Comparons M_1 au moment des forces de Corriolis M_2 engendrées par une giration r autour de l'axe sensible Oz.

$$M_2 = 2m\ A\ \omega\ r\ y_o \cos \omega t.$$

d'où : $$\left|\frac{M_1}{M_2}\right| = \frac{\omega \delta x}{2Ar}$$

Exemple numérique :

Soit $\delta x = 10^{-6}$ mm = 1µ ; $\omega = 2.10^4$; $A = 10^{-2}$ m ; r = 1 rd/s.

il vient : $$\left|\frac{M_1}{M_2}\right| = 1$$

Un défaut de positionnement d'une lame de un micron donne un mouvement parasite de l'oscillateur secondaire équivalent à une giration de 1 rd/s. Ce mouvement est en quadrature avec le mouvement engendré par la giration. On peut donc s'en débarrasser par une détection synchrone du signal de sortie.

Si l'on admet que la position du centre de gravité des verges sera stable à 10^{-2} µ près et que la détection synchrone éliminera le signal parasite correspondant à 1 % près, il ne semble pas raisonnable de chercher à mesurer avec un tel appareil des vitesses angulaires inférieures à 10^{-4}rd/s.

On retrouvera le même problème avec plus ou moins d'importance quelle que soit la structure employée. Il importe donc de choisir des formes facilement usinables avec un maximum de précision et d'utiliser des matériaux de haute stabilité.

-=-=-=-=-=-=-=-

III - ETUDE THEORIQUE SOMMAIRE D'UN GYROMETRE A DIAPASONS.

31 - Présentation du gyromètre étudié (Figure 16).

311 - Description.

- L'oscillateur primaire entretenu en vibration est un diapason de torsion. Il est composé de deux masses (1) et (5) réunies par les barres de torsion (2) et (4). Les deux masses vibrent en opposition de phase. La fixation de l'ensemble est faite au plan nodal de torsion (6).

- L'oscillateur secondaire est un diapason en H. La branche (1) du H constitue l'une des masses de l'oscillateur de torsion. Les fréquences des deux oscillateurs sont accordées.

- L'entretien du diapason primaire est réalisé par quatre bilames de céramique piézo-électrique travaillant en accéléromètre, utilisant l'effet piézo-électrique direct et inverse respectivement pour les capteurs et excitateurs (2 bilames (7) et (8) sont représentées sur la figure 16).

- La giration est détectée par des capteurs extensomètres et accéléromètres placés sur les lames (3) du diapason secondaire situées au plan nodal de l'oscillateur de torsion.

312 - Fonctionnement sommaire.

L'oscillateur primaire est entretenu en vibration à amplitude constante par les capteurs et excitateur (7) et (8). Les forces de Corriolis engendrées lors d'une giration sont appliquées à la masse (1) de l'oscillateur de torsion. Elles entretiennent la vibration de l'oscillateur secondaire sur un mode particulier (Figure 16 b). L'amplitude du diapason secondaire est proportionnelle à la composante sur l'axe Ox de la giration.

Fig 16

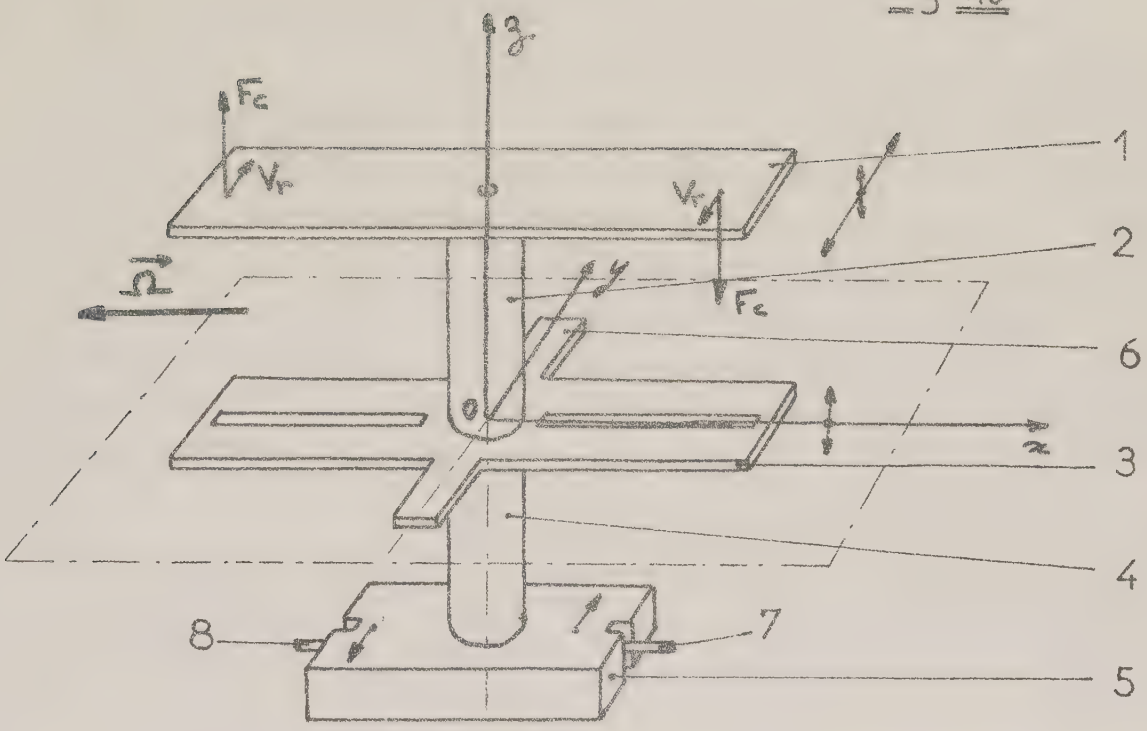
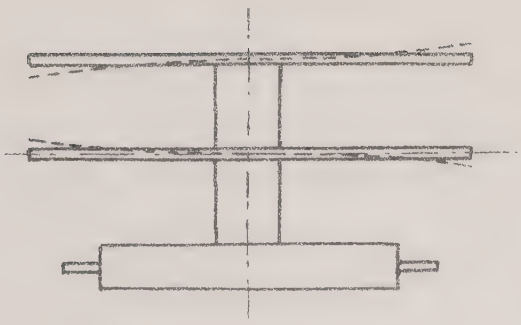


Fig 16 b.



313 - Intérêt de la structure proposée.

1°) Le gyromètre est facilement usinable. On peut garantir la géométrie de la pièce, ce qui est un point fondamental.

2°) Les forces d'entretien du diapason primaire sont appliquées à une masse dont la sensibilité à la giration n'est pas exploitée. Même si ces forces ne sont pas rigoureusement perpendiculaires à l'axe de torsion, elles n'entretiendront pas l'oscillateur secondaire. Pour diminuer encore le couplage par les forces d'entretien, la fréquence de flexion de l'oscillateur formé par la barre de torsion inférieure (4) surchargée par la masse (5) a été choisie en-dessous de la fréquence propre du gyromètre. On bénéficie donc de l'affaiblissement d'un système du second ordre au-delà de la résonance.

3°) La détection de la giration est faite au plan nodal de l'oscillateur de torsion donc en un point totalement immobile en l'absence de giration. La mise en place des capteurs ne vient pas altérer la précision d'usinage de l'oscillateur primaire.

32 - Mise en équation.

On considère un système à constantes localisées équivalent.

On suppose que la raideur en flexion de la barre de torsion (2) est très supérieure à la raideur de la lame (1) (Figure 16).

Soient : .(O,xyz) un repère mobile définissant la position du support du gyromètre (Figure 17).

. M(m) la masse de la lame vibrante de l'oscillateur secondaire et la masse de l'oscillateur de torsion $|\overrightarrow{OM}| = d = cst$:

. $\vec{\Omega}(p,q,r)$ le vecteur rotation du repère mobile O,xyz par rapport à un repère absolu.

. Γ_o l'accélération de O par rapport à un repère absolu.

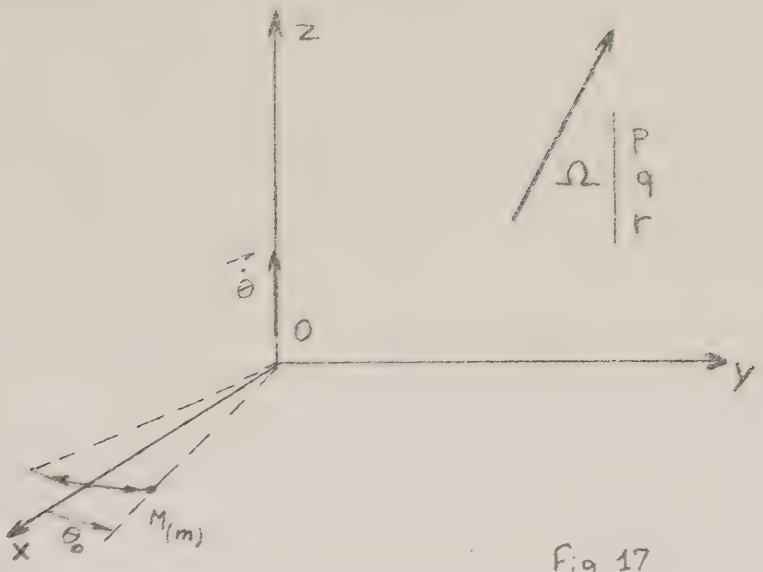


Fig 17

On admet que :

1°) L'oscillateur primaire est entretenu à amplitude constante θ_0 à sa pulsation propre ω .

$\theta = \theta_0 \sin \omega t$

2°) Les deux diapasons sont accordés en fréquence. Ceci implique que M soit soumis par rapport à O,xyz à un système de force F_i dont la composante sur oz est :

$Z = -2\alpha m \omega \dot{z} - m\omega^2 z \qquad \dot{z} = \frac{dz}{dt}$

$Q = \frac{1}{2\alpha}$: surtension du diapason accordé.

3°) Les deux diapasons de torsion et de flexion ne sont pas couplés en l'absence de giration.

Dans ces conditions, les forces appliquées au point M relativement au repère Oxyz sont :

- F_1
- La force d'inertie de Corriolis $\vec{F_c} = -2\, m\, \vec{\Omega} \wedge \vec{V_r}$
- La force d'inertie d'entrainement $F_e = -\, m\, \gamma_e$

$$\gamma_e = \gamma_o + \frac{d\vec{\Omega}}{dt} \wedge \vec{OM} + \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{OM}).$$

L'application au point M relativement au repère O,xyz de l'identité fondamentale de la dynamique donne, en projection sur Oz :

$$(1) \quad \ddot{z} + 2\, a\, \omega\, \dot{z} + \left[\omega^2 - (p^2+q^2)\right] z = -2(p\dot{y}-q\dot{x}) - \ddot{z}_o - \dot{p}y + \dot{q}x - (rpx+qr)y$$

avec $x = d \cos\theta \qquad y = d \sin\theta \qquad \theta = \theta_o \sin\omega t \qquad \vec{OM}(x,y,z)$

θ_o est très faible, de l'ordre de 10^{-3} rd. On peut donc développer sin θ et cos θ en série. En reportant les développements dans l'équation (1), on obtient :

$$\begin{aligned}
\ddot{z} + 2\, a\, \omega\, \dot{z} + \left[\omega^2 - (p^2+q^2)\right] z = &- d\theta_o \left[\dot{p}\left(1 - \frac{3\theta_o^2}{4}\right) + qr\left(1 - \frac{\theta_o^2}{8}\right)\right] \sin\omega t \\
&- 2p\, d\theta_o \omega \left(1 - \frac{\theta_o^2}{8}\right) \cos\omega t \\
&+ q\, d\omega\ \theta_o^2 \left(1 + \frac{\theta_o^2}{12}\right) \sin 2\omega t \\
(2) \qquad &+ \frac{d\theta_o^2}{4} (\dot{q}+rp) \cos 2\omega t \\
&- \frac{d\theta_o^3}{4} \left(\dot{p} - \frac{rq}{6}\right) \sin 3\omega t - pd\omega \frac{\theta_o^3}{4} \cos 3\omega t \\
&+ \ddot{z}_o + d\dot{q}\left(1 - \frac{\theta_o^2}{4}\right) - rpd\left(1 - \frac{\theta_o^2}{4}\right) \\
&+ \varepsilon(\theta_o^4).
\end{aligned}$$

33 - Equation du mouvement en régime permanent.

On suppose que p,q,r sont des termes à variation

lente et que (p^2+q^2) est négligeable devant ω^2. En négligeant le régime transitoire, il vient :

$$z = -\frac{2Q\,p\,d\,\theta_o}{\omega}\left(1-\frac{\theta_o^2}{8}\right)\sin\omega t + \frac{r\,p\,Q\,d\,\theta_o}{\omega^2}\left(1-\frac{\theta_o^2}{8}\right)\cos\omega t$$
$$-\frac{q\,d\,\theta_o^2}{4\omega}\left(1+\frac{\theta^2}{12}\right)\sin 2\omega t - \frac{r\,p\,d\,\theta_o^2}{16\,\omega^2}\cos 2\omega t$$
$$-\frac{1}{\omega 2}\left[\ddot{z}_o + r\,p\,d\left(1-\frac{\theta_o^2}{4}\right)\right]$$
$$+\ \varepsilon(\theta_o^3 \sin 3\omega t)$$

En première approximation, on peut écrire :

(4) $$z = -2\,Q\,d\,\theta_o\,\frac{p}{\omega}\sin\omega t$$

Les autres termes interviennent comme perturbateurs. Il sont pratiquement négligeables d'autant plus qu'ils seront éliminés par détection synchrone du signal de sortie.

Le terme $(p^2+q^2)z$ négligé avant l'intégration introduit un désaccord de fréquence entre les deux oscillateurs car l'oscillateur primaire est auto-entretenu.

ω^2 devient $$\omega_1^2 = \omega^2\left(1 - \frac{p^2+q^2}{\omega^2}\right)$$

Pratiquement, le désaccord de fréquence entre les deux oscillateurs $\frac{\Delta f}{f} = \frac{-1}{2}\,\frac{p^2+q^2}{\omega^2}$ reste inférieur à 10^{-8}. Il entraîne une perte de sensibilité du gyromètre $\frac{\Delta z}{z}$ et un déphase $\Delta\phi$ du mouvement de l'oscillateur secondaire.

$$\frac{\Delta z}{z} \simeq -\left(\frac{1}{a}\,\frac{\Delta f}{f}\right)^2 \qquad \Delta\phi \simeq \frac{1}{a}\,\frac{\Delta f}{f}$$

Comme $\frac{1}{a}$ sera inférieur à 10^3, la perturbation introduite par le terme en $(p^2+q^2)z$ est tout-à-fait négligeable.

34 - Etude du mouvement en régime harmonique - Fonction de transfert.

341 - Réponse à une giration de la forme :

(5) $$p = p_o \sin \eta t \qquad \eta << \omega$$

Compte tenu des résultats précédents, le mouvement peut être défini, en première approximation, par l'équation suivante.

(6) $$\ddot{z} + 2 a \omega \dot{z} + \omega^2 z = - 2 p_o \omega \theta_o d \cos \omega t \sin \eta t - p_o d \eta \theta_o \sin \omega t \cos \eta t$$

La solution en régime permanent s'exprime en fonction de $\omega_1 = \omega+\eta$ et $\omega_2 = \omega- \eta$.

(7) $$z = \frac{\omega p_o d \theta_o}{\Delta} \frac{1 + \eta/2\omega}{1+\alpha} \left[2 \eta\omega \sin \omega_1 t + 2 a \omega^2 (1+ \frac{\eta}{\omega}) \cos \omega_1 t)\right]$$

$$+ \frac{\omega p_o d \theta_o}{\Delta} \frac{1- \eta/2\omega}{1+\alpha} \left[2 \eta \omega \sin \omega_2 t - 2 a \omega^2 (1- \frac{\eta}{\omega}) \cos \omega_2 t\right]$$

avec $$\Delta = \frac{\omega^4}{Q^2} (1+ \frac{4Q^2 \eta^2}{\omega^2}) \qquad \alpha = \frac{2 \eta/\omega}{1+4Q^2 \frac{\eta^2}{\omega^2}}$$

Après simplification (7),devient :

(8) $$z = - \frac{2p_o d\theta_o Q}{\omega \sqrt{1 + \frac{4Q^2 \eta^2}{\omega^2}}} \left[\sin \omega t + \sin (\eta t-\phi_1) + \frac{\eta}{2\omega} \cos \omega t + \sin (\eta t-\phi_2)\right]$$

avec $$\phi_1 = \text{Arctg} \frac{\eta}{\alpha\omega} \quad \text{et} \quad \phi_2 = \text{Arctg} \frac{1}{2Q} (\frac{1}{h} + \frac{1}{\eta/\omega})$$

$$h = \frac{\eta}{2\omega} - \frac{2\eta/\omega}{1+4Q^2 \frac{\eta^2}{\omega^2}}$$

Le terme en cos ω t peut être négligé car il est multiplié par $\frac{\eta}{\omega}$ qui dans la pratique sera inférieur à 10^{-2}. Il sera de plus éliminé par la détection synchrone.

Pratiquement, le signal de sortie se réduit à :

$$z = - \frac{2 p_o \, d \, \theta_o \, Q}{\omega \sqrt{1 + \frac{4Q^2 \eta^2}{\omega^2}}} \sin \omega t \sin (\eta t - \phi_1) \qquad (9)$$

342 - Fonction de transfert.

Si on compare z à la giration incidente $p = p_o \sin \eta t$, on en déduit la fonction de transfert du gyromètre $H_{(s)}$

$$H_{(s)} = \lambda \tau \frac{1}{1+\tau s} \qquad (10)$$

$\lambda = d \, \theta_o$; $\tau = \frac{2Q}{\omega}$; s : variable de Laplace.

C'est la fonction de transfert du 1er ordre (Figure 18).

La chute d'amplitude est de 6 db à l'octave au-delà de la fréquence de

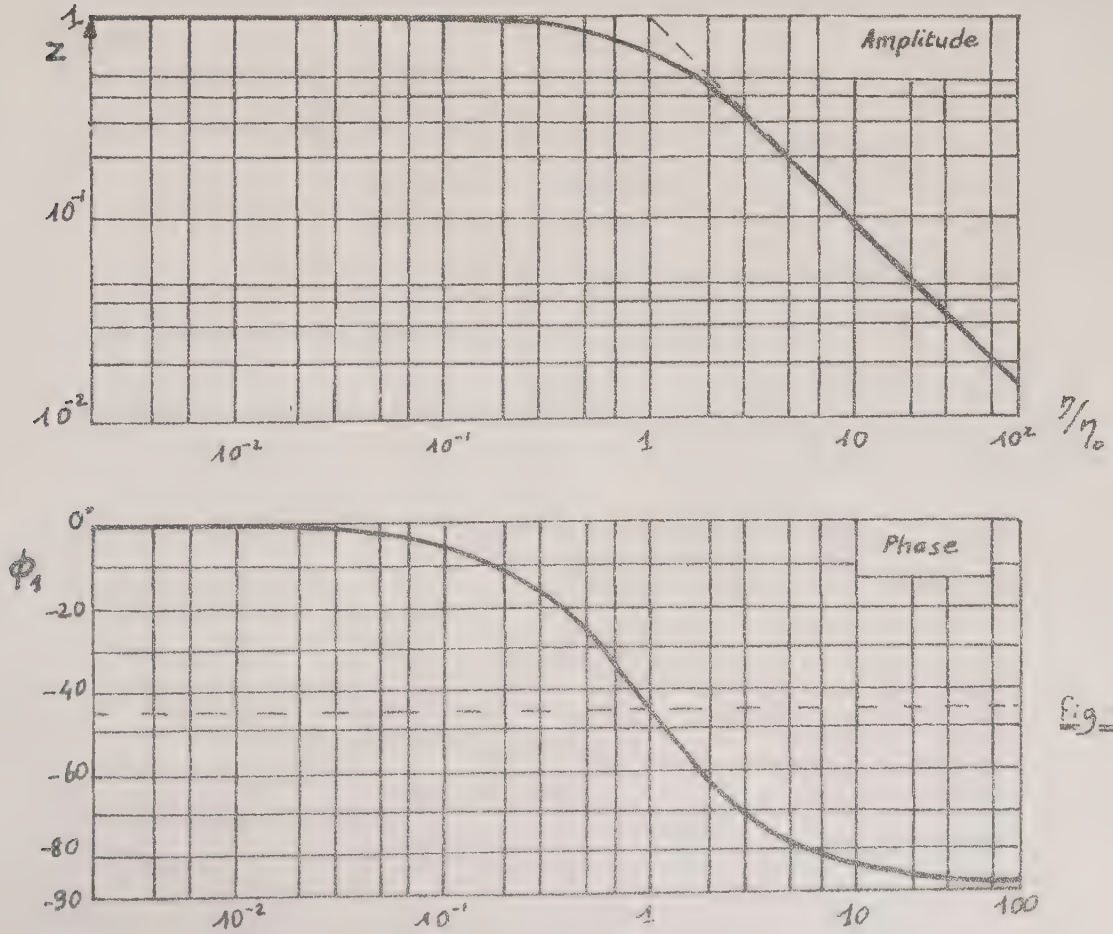


fig 18

coupure $\omega_c = \frac{\omega}{2Q} = \eta_o$

C'est un point très important. Avec un simple réseau RC, on peut relever artificiellement la bande passante du gyromètre. Ceci ne peut être fait sur les gyromètres classiques à toupie car leur fonction de transfert est du second ordre.

Il est à noter que la bande passante du gyromètre est d'autant plus grande que Q est faible. Par contre, si le facteur de qualité de l'oscillateur secondaire est très grand, la fonction de transfert devient :

$$H_s = \lambda \frac{1}{s}$$

Le gyromètre est intégrateur à l'origine et devient un gyroscope. Cette solution a été retenue dans l'étude du gyromètre à corde vibrante de "NORTH AMERICAN AVIATION" (Figure 13). Elle utilise un phénomène qui avait déjà été observé par BOUASSE : Une tige vibrante circulaire encastrée dans la broche d'un tour conserve son plan de vibration quand on fait tourner la broche.

343 - Régime transitoire.

Il a pour expression :

$$\bar{z} = e^{-t/\tau} \quad (A \cos \omega t + B \sin \omega t).$$

A et B définies par les conditions initiales.

Si l'on admet que le régime transitoire prend fin au bout du temps τ_1 tel que $e^{-\tau_1/\tau} = 10^{-2}$, on en déduit le temps de réponse du gyromètre à 99 %

(11) $$\tau_1 = 4{,}6\tau \qquad \left(\tau = 2\frac{Q}{\omega}\right)$$

344 - Signal parasite introduit par une vibration du support du gyromètre.

Soit $\ddot{z}_o = \gamma_o \sin \alpha t$ l'accélération imposée au support du gyromètre dans la direction Oz. L'amplitude z des lames introduite par la vibration sera :

$$z_1 = \frac{\gamma_o}{\omega^2} \frac{\sin(\alpha t - \phi)}{\sqrt{(1 - \frac{\alpha^2}{\omega^2})^2 + 4a^2 \frac{\alpha^2}{\omega^2}}}$$

pratiquement, on devra choisir ω tel que $\omega >> \alpha$

et z_1 devient $z_1 \simeq \frac{\gamma_o}{\omega^2} \sin \alpha t$

L'amplitude du signal parasite devient important lors d'un essai en vibration.On a pu s'en affranchir partiellement par une disposition symétrique des capteurs qui permet d'éliminer cette composante du signal de sortie. De plus, la détection synchrone bloque tout signal différant de la fréquence propre du gyromètre.

Cependant, on constate expérimentalement qu'à certaines fréquences discrètes, il se produit un couplage entre les deux oscillateurs. Ce défaut n'est pas mis en évidence par un calcul simple et mériterait une étude approfondie.

345 - Variation de l'amplitude de l'oscillateur de torsion. Nécessité de l'asservissement d'amplitude.

Le mouvement y du diapason primaire est défini par une équation analogue à l'équation (1)

$$(12)\quad \ddot{y} + 2 a_1 \omega \dot{y} + [\omega^2 - (p^2 + r^2)]\, y = -2(r\dot{x} - p\dot{z}) - (\dot{r}x - \dot{p}z) - (q\,r\,z + p\,q\,x) - \ddot{y}_o + Y(y,\dot{y}).$$

avec $Q_1 = \frac{1}{2a_1}$: surtension du diapason primaire,

$Y(y,\dot{y})$: force d'entretien du diapason primaire,

p, q, r : fonctions du temps.

(12), associée aux équations (1) définit le mouvement du système.

Ces équations ne sont pas intégrables.

On peut cependant calculer un ordre de grandeur de l'énergie maximum prélevée par le diapason secondaire sur le diapason primaire.

Prenons par exemple : $p = 1$ rd/s $\quad Q = 200 \quad \omega = 2\pi \cdot 3000$ rd/s

Dans ces conditions, le rapport des amplitudes des diapasons primaire et secondaire sera :

$$\left|\frac{z}{y}\right| \simeq 10^{-2}$$

leur énergie sera dans le rapport 10^{-4}.

Même si la surtension du diapason primaire est de 20.000 le rapport de puissance consommée par le diapason secondaire à la puissance d'entretien du diapason primaire sera encore de 10^{-2} donc très faible.

Dans un circuit d'entretien classique, l'amplitude du diapason n'est limitée que par les non-linéarités des circuits : A une faible perturbation du diapason peut correspondre une variation d'amplitude considérable.

L'asservissement à amplitude constante du diapason primaire est donc nécessaire.

IV - ANALYSE DES PARAMETRES ENTRANT DANS LE SIGNAL DE SORTIE.

41 - Désaccord de fréquence flexion-torsion.

411 - Influence d'un désaccrod de fréquence.

On a considéré jusqu'à présent que les deux diapasons étaient accordés en fréquence. Dans ces conditions, les forces de Corriolis engendrées sur le diapason secondaire sont en phase avec la vitesse du diapason primaire. Les mouvements des diapasons sont donc en phase à π près.

Supposons que le diapason secondaire se désaccorde de Δf par rapport à la fréquence du diapason primaire. Il en résultera une perte d'amplitude ΔA et un déphasage ϕ du diapason secondaire.

(13) $$\frac{\Delta A}{A} \simeq 1 - \frac{1}{\sqrt{1-\xi^2}} \qquad \phi \simeq \xi \qquad \text{avec} \quad \xi = 2\,Q\,\frac{\Delta f}{f}$$

On mesure la giration par détection synchrone du signal de sortie ; la référence de phase est donnée par le mouvement du diapason primaire. Celà signifie que dans le mouvement du diapason secondaire :

$$z = (A-\Delta A)\sin(\omega t - \phi)$$

On détecte uniquement l'amplitude du terme $(A-\Delta A)\sin\omega t\cos\phi$

soit $$(A-\Delta A)\cos\phi \simeq A\left(1 - \frac{\Delta A}{A} - \frac{\phi^2}{2}\right)$$

(14) $$\simeq A(1-\xi^2)$$

L'erreur relative de mesure de la giration est égale à ξ^2.

Par exemple, si l'on veut mesurer la giration avec une précision de 10^{-3}, il faut $\xi^2 < 10^{-3}$ soit $2\,Q\,\frac{\Delta f}{f} < 3{,}3\ 10^{-2}$

Si Q=100, il faut $\frac{\Delta f}{f} < 1{,}6\ 10^{-4}$, ce qui correspond à un désaccord maximum de fréquence de 0,5 hz pour un gyromètre de fréquence propre 3000 Hz.

Indirectement, un désaccord de fréquence entraîne de plus une dérive de zéro du gyromètre :

En effet, il subsiste toujours un couplage résiduel entre les deux diapasons. Ce couplage a diverses origines comme nous le verrons par la suite. Il ramène un faux zéro z_o qui est au mieux équivalent à une giration de 10^{-2} rd/s. z_o est éliminé électriquement du signal de sortie par addition d'un signal de même amplitude, et de phase opposée, élaboré à partir de la tension capteur du diapason primaire.

Cette élimination peut être faite dans la mesure où le déphasage entre les deux diapasons reste constant. Par contre, si les diapasons se désaccordent en fréquence, le déphasage correspondant ϕ entre les mouvements des deux diapasons entraînera dans le cas le plus défavorable une dérive de zéro du gyromètre $z_o \times \phi$.

412 - Origines du désaccord de fréquence.

A - *Vieillissement.*

Le vieillissement introduit un désaccord de fréquence du fait que les deux diapasons travaillent à des niveaux de contrainte très différents. Si l'on s'en réfère au vieillissement des diapasons en élinvar utilisés comme base de temps, le désaccord de fréquence sera de l'ordre de 10^{-4} après un an de fonctionnement. De plus, on peut toujours faire un prévieillissement des diapasons en les entretenant à hauts niveaux de contrainte pendant quelques semaines. Le vieillissement peut donc être négligé.

B - *Variation de température.*

Une variation de température entraîne une variation de fréquence simultanée des deux diapasons. Le désaccord de fréquence correspondant à une variation de température Δt sera :

$$\frac{1}{f}\frac{\Delta f}{\Delta t} \neq \frac{1}{2}\left(\frac{1}{G}\frac{\Delta G}{\Delta t} - \frac{1}{E}\frac{\Delta E}{\Delta t}\right)$$

Bien que les modules d'élasticité et de Coulomb varient dans le même sens dans des proportions voisines, le désaccord de fréquence n'est pas négligeable. Les premiers gyromètres réalisés en AU4 G1 stabilisé avaient des barres de torsion cylindriques. On a constaté un désaccord de fréquence en température 6.10^{-5}/d° alors que la variation de fréquence était de l'ordre de 2.10^{-4}/d°. Comme les variations de température appliquées au gyromètre peuvent atteindre 100°, il était indispensable de réduire ce désaccord de fréquence dans un rapport de dix à un.

Il est à noter qu'un ensemble de deux diapasons de torsion et de flexion taillés dans un même bloc peut constituer un système de mesure particulièrement précis du coefficient de Poisson et de ses variations en fonction de la température.

413 - Solutions envisagées pour diminuer le désaccord de fréquence.

A - *Régulation de température.*

La température doit être régulée au-dessus de la température maximum d'utilisation (généralement 80°). Il en résulte que la puissance consommée est de l'ordre de 10 fois la puissance nécessaire au fonctionnement du gyromètre. D'autre part, le temps de mise en température est relativement long (de d'ordre de 20 mn) alors que le temps de mise en fonctionnement du gyromètre et inférieur à 2 secondes.

Une régulation de température fait perdre deux avantages fondamentaux des gyromètres à diapasons : faible consommation et rapidité de mise en oeuvre.

Elle ne peut donc pas être envisagée.

B - *Réalisation d'un filtre mécanique.*

Si l'on peut réaliser un oscillateur secondaire dont la réponse en fréquence présente la caractéristique d'un filtre passe-bande sans déphasage important dans la bande passante, le problème sera

parfaitement résolu. Ce filtre peut être obtenu par couplages entre deux oscillateurs mais il faut voir que sa réalisation est complexe. En effet, on s'impose : - la courbe de réponse amplitude-fréquence, - la courbe de réponse phase-fréquence, - le mode de vibration des diapasons.

D'autre part, il est bien évident que l'on ne peut concevoir un filtre mécanique sans compliquer exagérément la structure, donc sans ramener quelques modes propres supplémentaires. Le découplage entre les modes de vibration utiles et les "modes parasites" devient très délicat si la structure ne se prête pas à une étude théorique complète.

Des essais ont montré que le développement d'un filtre n'était pas impossible, mais beaucoup trop long pour être poursuivi dans le cadre de la présente étude.

C - *Diapasons primaires et secondaires de même nature.*

On a donné aux barres de torsion les sections représentées figure 19. Un calcul simple montre qu'elles ne travaillent pratiquement plus en torsion mais en flexion. On réalise ainsi deux oscillateurs de même type.

Le désaccord de fréquence obtenu entre le diapason primaire et secondaire est de l'ordre de 10^{-5}/D°C (pour des prototypes réalisés en AU4G1 et travaillant à 3.000 Hz).

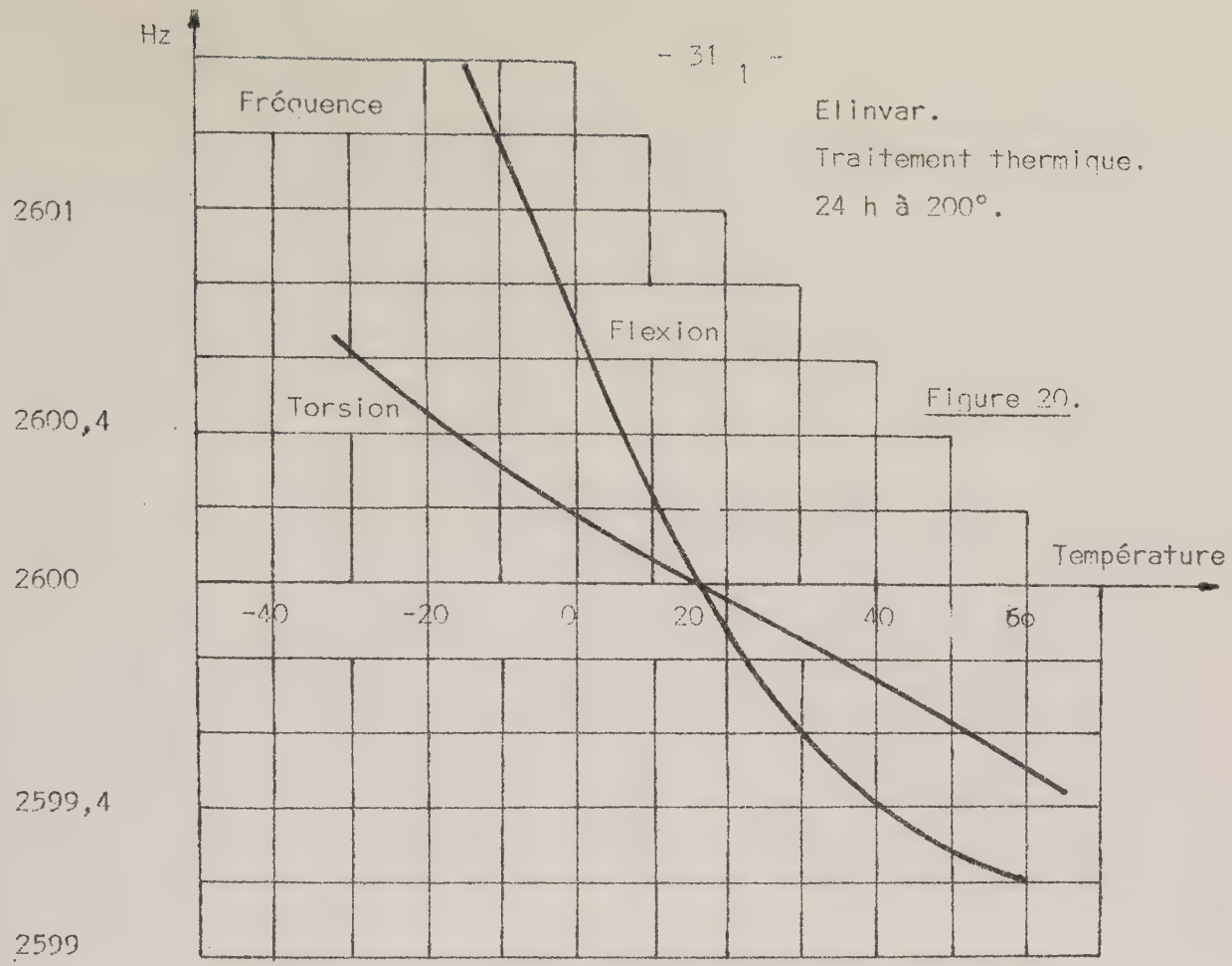
Cette solution a donc été retenue pour la poursuite de l'étude.

L'expérience a cependant montré que les prototypes présentaient une grande sensibilité aux chocs thermiques. Elle devrait disparaître avec l'emploi d'alliages à faible coefficient thermo-élastique.

D - *Réalisation du gyromètre en élinvar.*

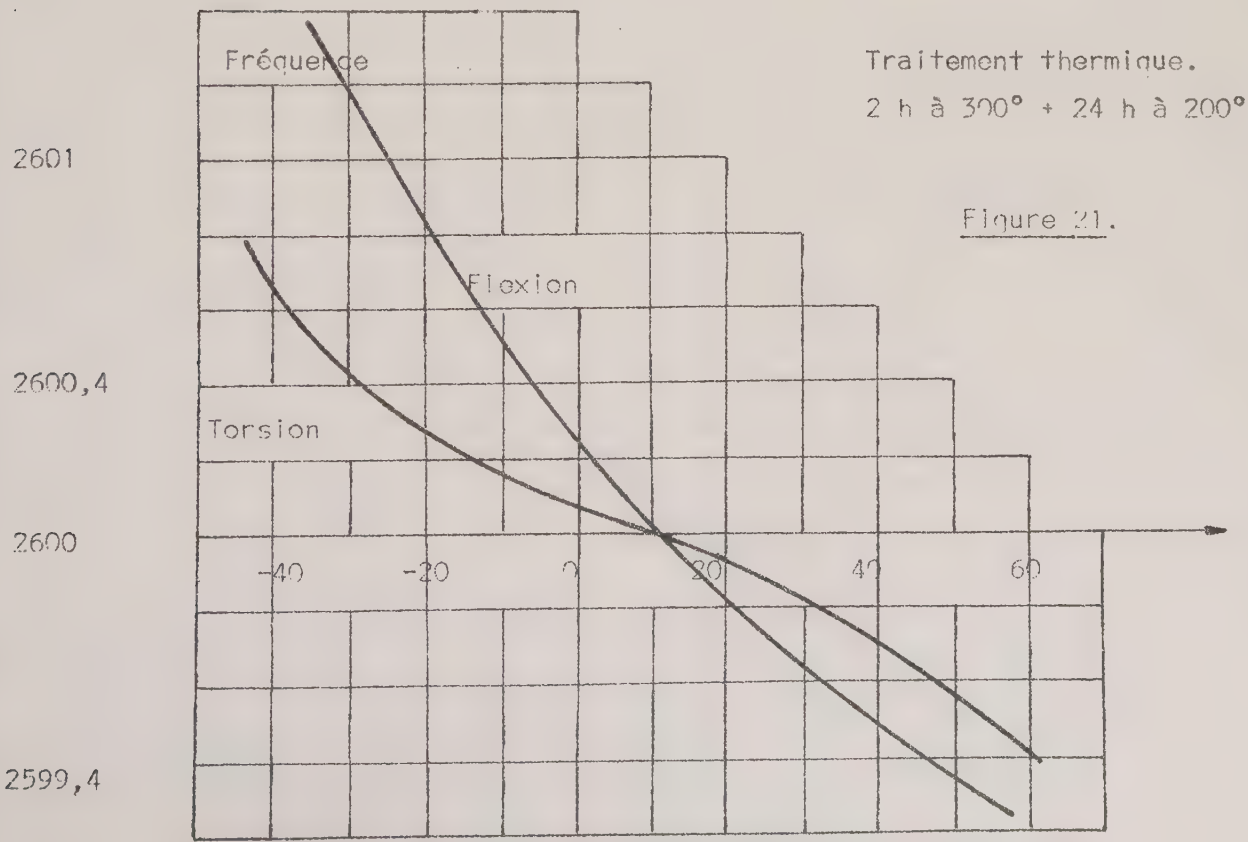
Les modules d'Young et de Coulomb des élinvars peuvent être ajustés séparément par des traitements thermiques différents. Cependant, une série de mesures faite sur des diapasons d'élinvar, montre qu'il existe un traitement thermique pour lequel le désaccord de fréquence présente des variations minimum en fonction de la température (figures 20 à 27

Les mesures ont été faites sur un diapason en H, la branche centrale du H servant de barre de torsion (figure 21). Le diapason était entretenu successivement en torsion et en flexion. Les fréquences



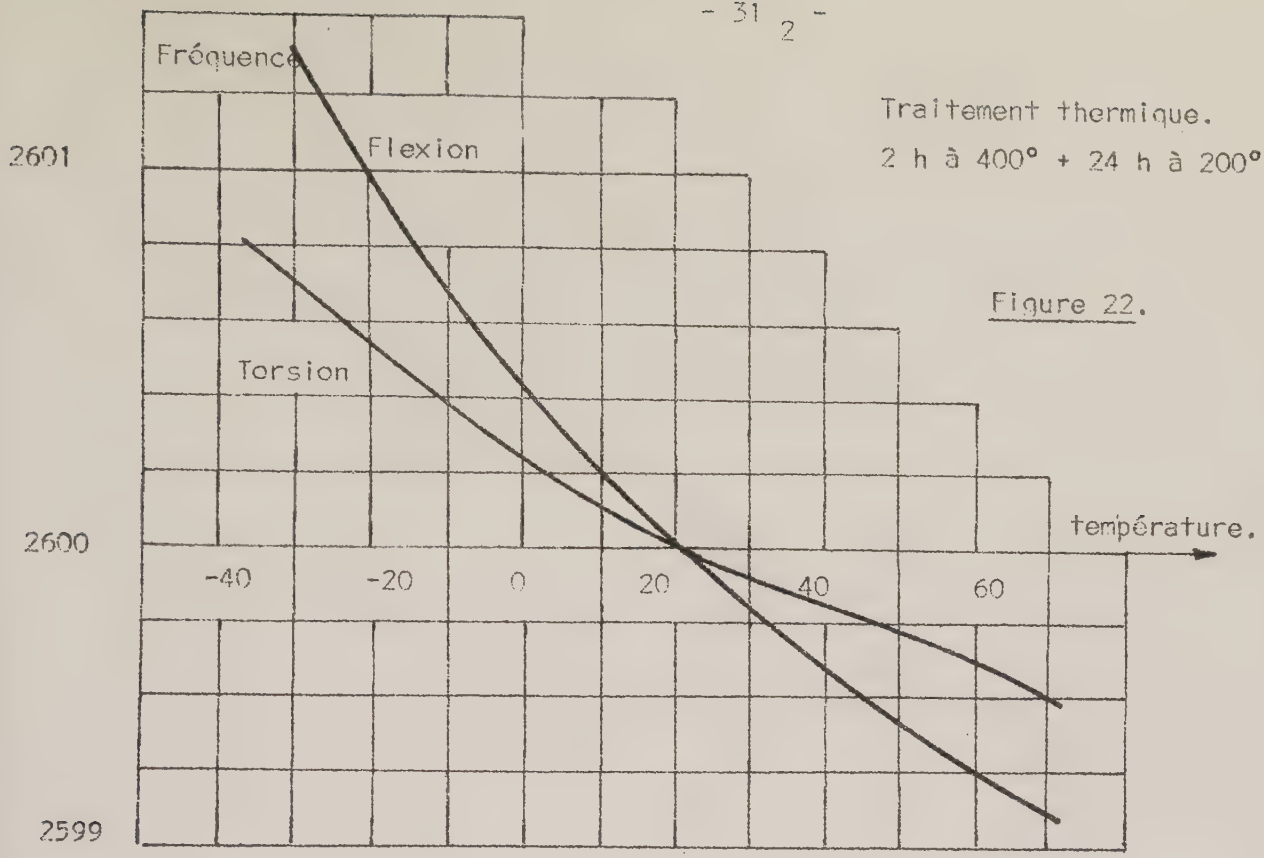
Elinvar.
Traitement thermique.
24 h à 200°.

Figure 20.



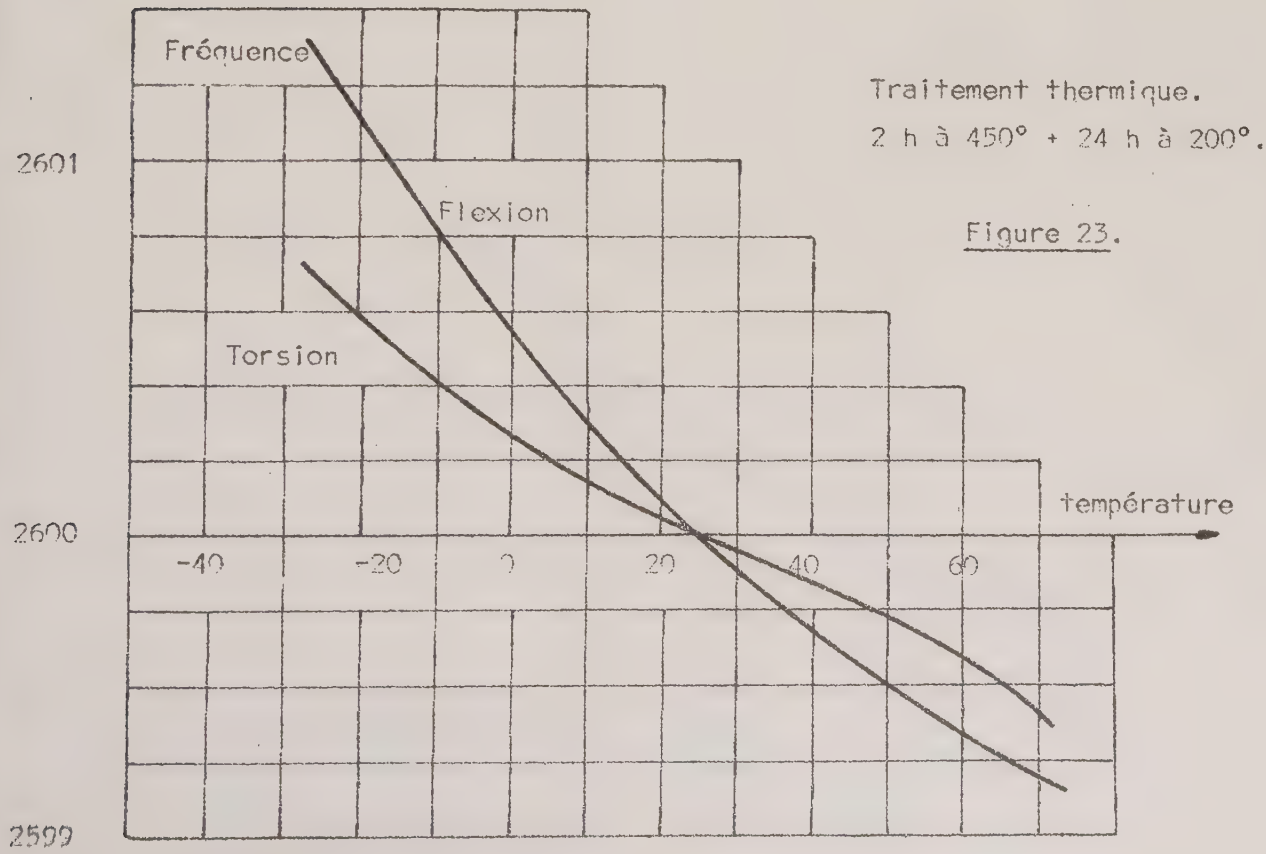
Traitement thermique.
2 h à 300° + 24 h à 200°.

Figure 21.



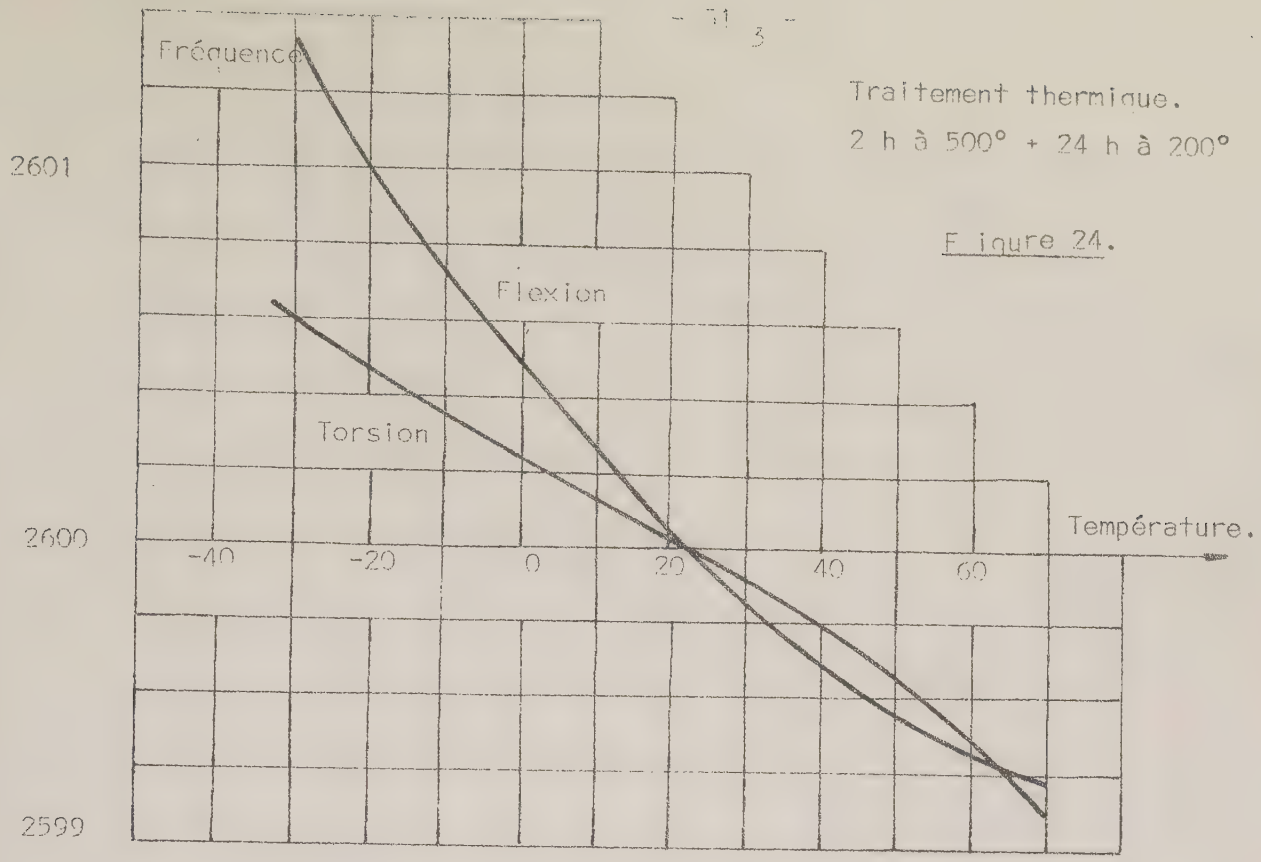
Traitement thermique.
2 h à 400° + 24 h à 200°

Figure 22.



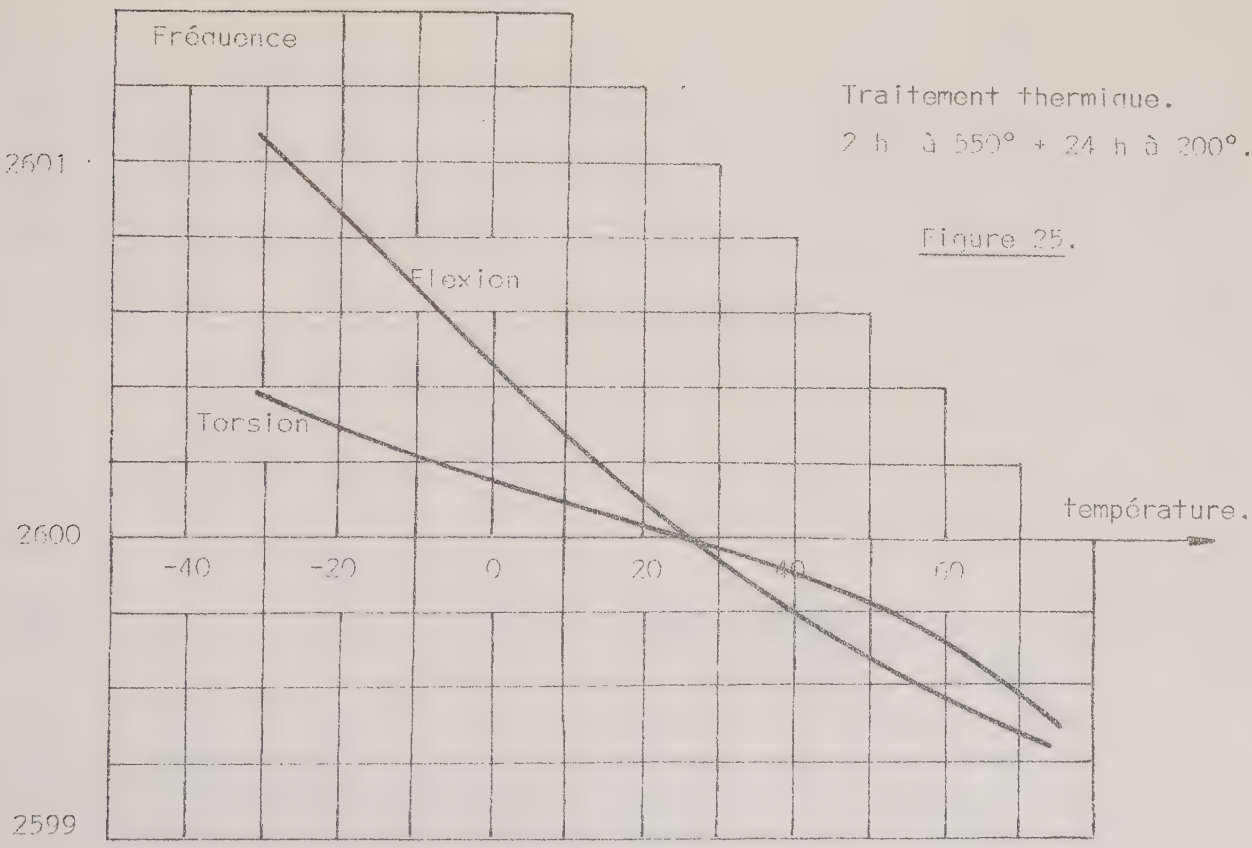
Traitement thermique.
2 h à 450° + 24 h à 200°.

Figure 23.



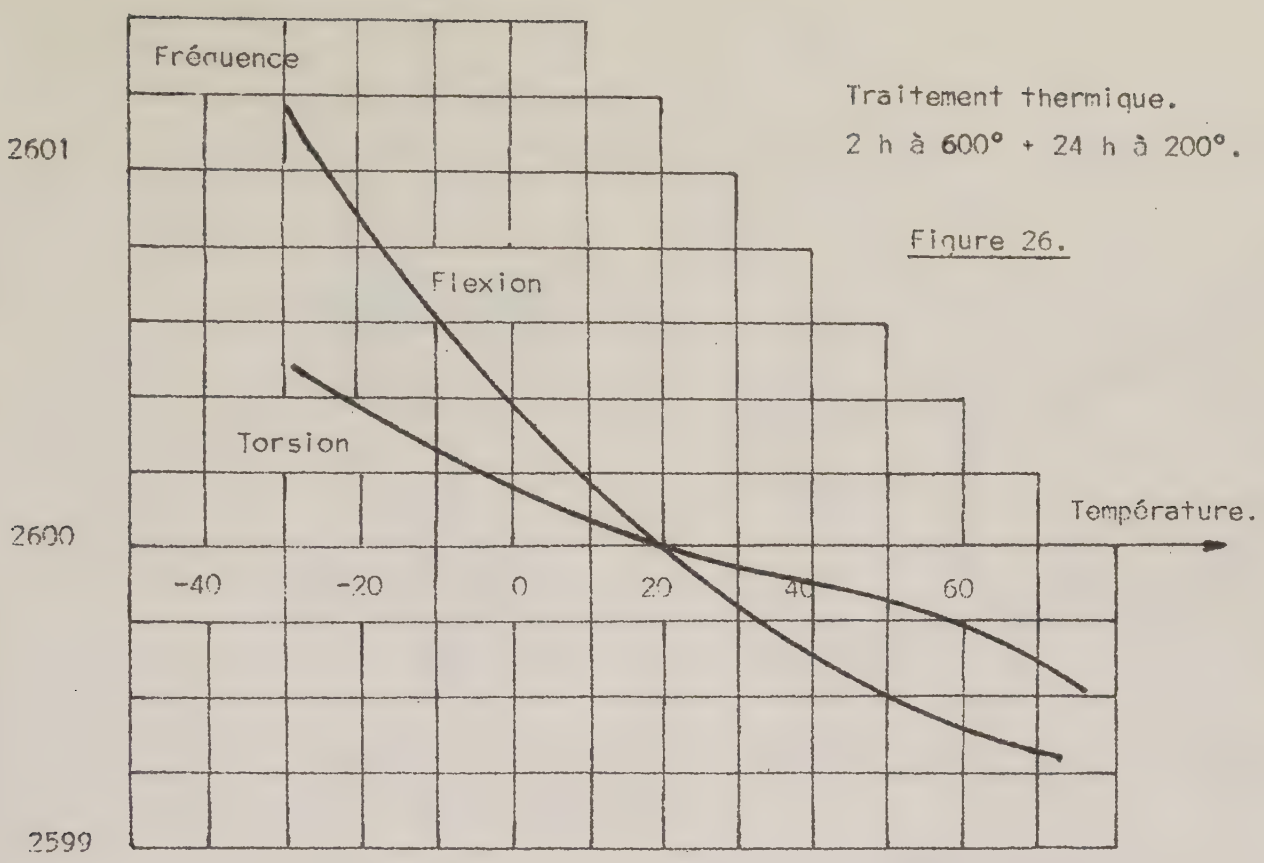
Traitement thermique.
2 h à 500° + 24 h à 200°

Figure 24.



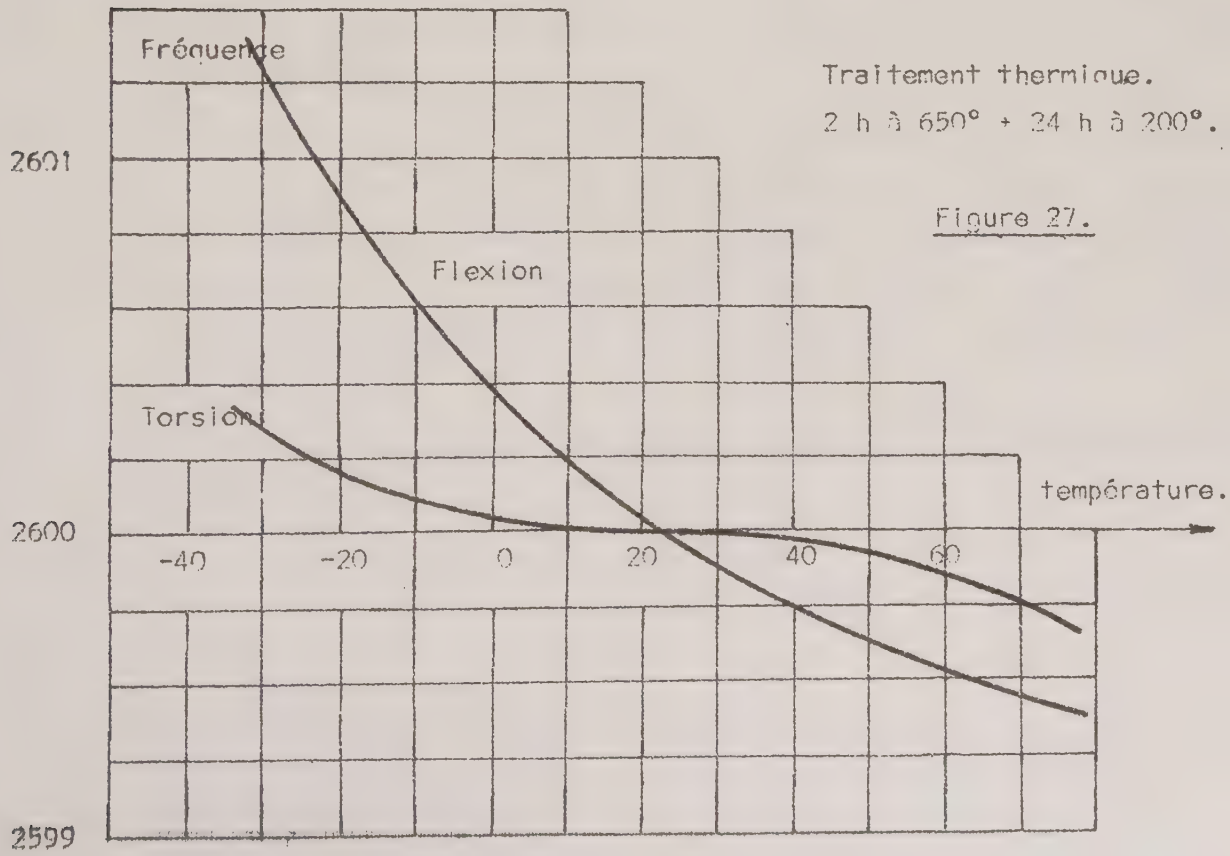
Traitement thermique.
2 h à 550° + 24 h à 200°.

Figure 25.



Traitement thermique.
2 h à 600° + 24 h à 200°.

Figure 26.



Traitement thermique.
2 h à 650° + 24 h à 200°.

Figure 27.

des deux modes de vibration étaient voisines mais suffisamment éloignées

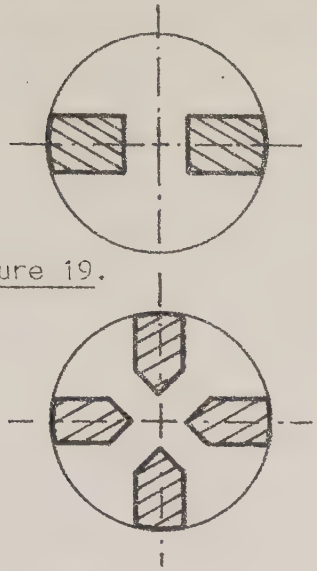


Figure 19.

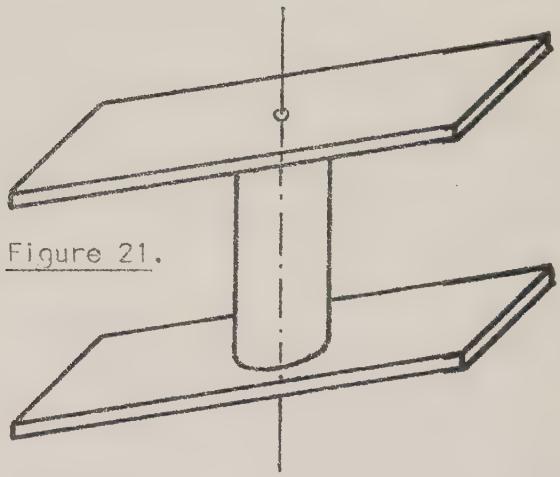


Figure 21.

pour ne pas être modifiées par un couplage résiduel entre les deux modes de vibration (2400 et 2600 Hz).

Les courbes de fréquence en fonction de la température sont données pour différents traitements thermiques d'ajustement. Un bon compromis est obtenu avec un traitement thermique de 450°C. Le désaccord de fréquence maximum est de l'ordre de 10^{-4} sur une plage de 100°.

L'élinvar donne donc de très bons résultats et son utilisation présente de nombreux avantages. Cependant, cette solution complique l'usinage et les retouches d'ajustement de fréquence. Le prix de revient est élevé du fait que l'on doit usiner le gyromètre et son support dans la même matière pour éviter les contraintes d'origine thermique.

42 - Problèmes d'entretien et de détection du mouvement du diapason primaire.

421 - Problème de détection.

On a exclu l'utilisation de capteurs de proximité,

car leur sensibilité aurait été modifiée par les déplacements du gyromètre par rapport à son boitier. On est donc obligé d'utiliser des capteurs fixés sur la structure donc des capteurs extensomètres ou accéléromètres.

Les extensomètres sont d'un emploi difficile sur un oscillateur de torsion. En revanche, les accéléromètres s'adaptent très bien à l'utilisation envisagée. On a utilisé des bilames piézoélectriques de zirconate titanate de baryum destinés à travailler en flexion (fabrication BRUSH CRISTAL Co.).

Les bilames sont composés de deux monolames polarisés symétriquement. Lors d'une flexion provoquée par une accélération du support (figure 29), le monolame supérieur est tendu et le monolame inférieur est comprimé. Les charges recueillies sur les faces métallisées du bilame sont proportionnelles à l'accélération imposée. La fréquence propre du capteur doit naturellement être supérieure à la fréquence de l'accélération à mesurer.

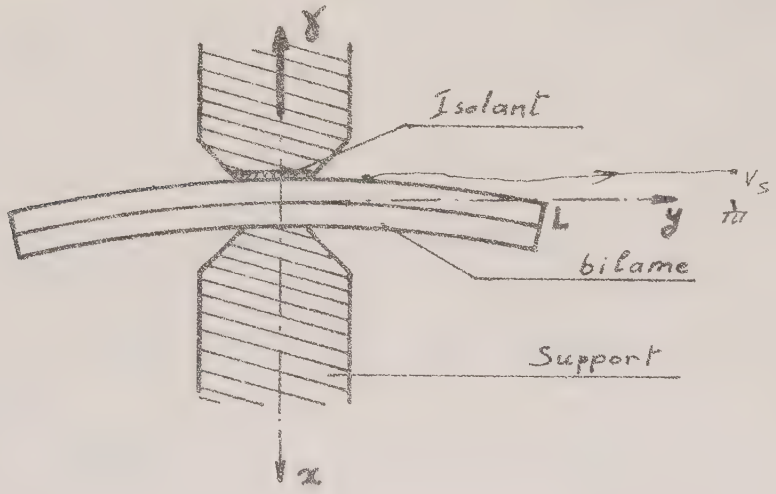


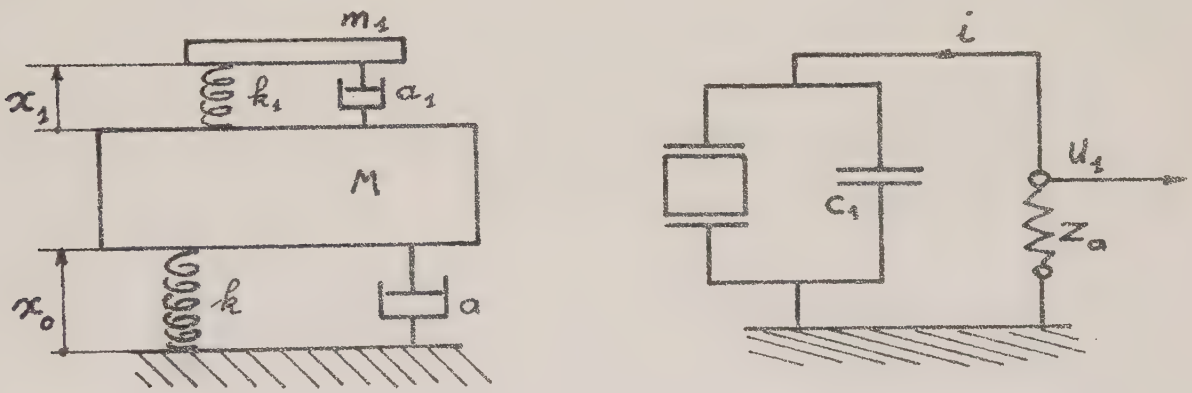
Figure 29.

Etude du capteur.

Mécaniquement, le diapason et le capteur sont schématisés figure 30. m_1 est la masse équivalente du bilame

$$m_1 = \frac{1}{\dot{x}_1^2} \int_0^L \frac{m}{L} \dot{x}^2_{(y)} \, dY$$

Electriquement, le capteur est représenté par la figure 31. Il est branché sur un amplificateur à haute impédance d'entrée Za. C1 est la capacité des deux faces métallisées du bilame.



Figures 30 et 31.

Les équations du capteur s'écrivent :

- Equation électrique :

(15) $$i = U_1 Y_1 + \frac{dq}{dt} = U_1 Y_1 + \alpha_1 \dot{x}_1$$

α_1 : coefficient de charge de l'élément piézoélectrique.

Y_1 : admitance de la capacité C_1 augmentée de la capacité des cables de liaison et de l'étage d'entrée de l'amplificateur.

- Equation mécanique :

(16) $$m_1(\ddot{x}_1 - \ddot{x}_o) + 2a_1 m_1 \omega_1 \dot{x}_1 + m_1 \omega_1^2 x_1 = \alpha_1 U_1$$

On suppose que l'oscillateur est entretenu sur sa fréquence propre ω_o à l'amplitude x_o constante.

En première approximation, l'impédance Za est infinie et i=0.

Comme on travaille en régime harmonique, on peut facilement tirer U_1 et x_1 des deux équations précédentes :

(17) $$x_1 = \frac{n_1^2 \, x_o}{1-n_1^2 + j\left(2a_1 \, n_1 + \frac{\alpha_1^2 \, \omega_o}{m_1 \, \omega_1^2 \, Y_1}\right)} \qquad \text{avec } j = \sqrt{-1}, \quad n_1 = \frac{\omega_o}{\omega_1}$$

(18) $$U_1 = \frac{n_1^2 \, x_o}{(1 - n_1^2 + 2 \, j \, a_1 \, n_1)\frac{jY_1}{\omega_o \, \alpha_1} - \frac{\alpha_1}{m_1 \, \omega_1^2}}$$

- Le bilame est dimensionné pour fonctionner en accéléromètre absolu : $n_1 < 0,2$.
- En première approximation : $Y_1 = j \, \omega_o \, C_1$ et U_1 peut se mettre sous la forme :

(19) $$U_1 = \frac{m_1 \, \ddot{x}_o}{\alpha_1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{C_1 \, \omega_1^2 \, m_1}{\alpha_1^2}(1 - n_1^2 + 2 \, j \, a_1 \, n_1)}$$

Ce résultat peut être simplifié compte tenu des valeurs prises par les différents coefficients dans une application pratique.

Exemple : soit un bilame* de longueur libre 4,3 mm travaillant à 3000 hz

On a : $C_1 = 2 \, 10^{-10}$; $\alpha_1 = 2 \, 10^{-2}$; $m_1 = 6,6 \, 10^{-6}$; $\omega_1^2 = 9,2 \, 10^9$

$n_1 = 0,2$; $a_1 = 10^{-2}$

si $x_o = 10^{-2}$ mm, il vient :

$$U_1 = 1,2 \text{ Volts}$$

* bilames PZT BRUSH.

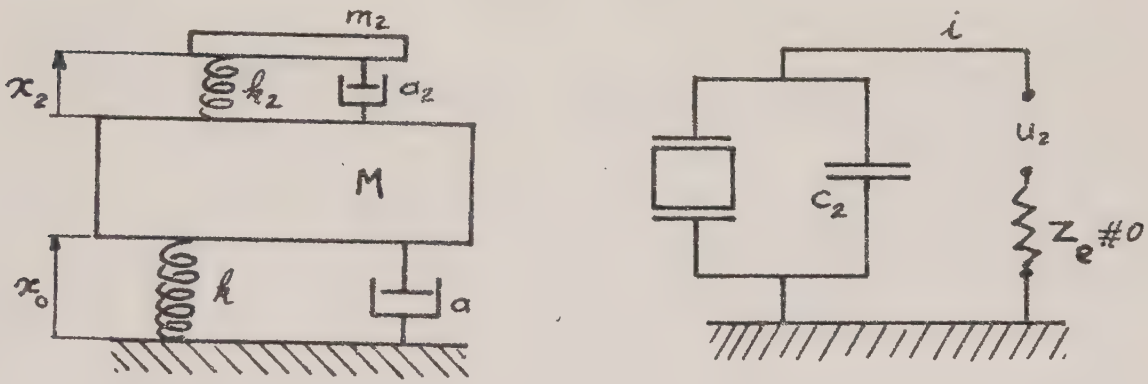
Pratiquement, on peut écrire :

$$U_1 = \frac{m_1 \ddot{x}_o}{\alpha_1} \qquad (20)$$

L'erreur est inférieure à 3 %. Un calcul plus précis n'a pas d'intérêt car on ne peut pas réaliser un encastrement parfait du bilame.

422 - Etude de l'excitateur.

Le fonctionnement de l'accéléromètre est réversible, c'est-à-dire qu'il se déforme si on applique une différence de potentiel entre ses deux faces métallisées. Par réaction, il peut communiquer un mouvement au diapason. Les équations électromécaniques de l'excitateur sont les mêmes que celles du capteur (figure 32).



$$i_2 = Y_2 U_2 + \alpha_2 \dot{x}_2 \qquad (21)$$

$$\ddot{x}_2 + 2 a_2 \omega_2 \dot{x}_2 + \omega_2^2 x_2 = - \ddot{x}_o + \frac{\alpha_2 U_2}{m_2} \qquad (22)$$

Le théorème de la quantité de mouvement appliqué à tout l'ensemble donne :

$$(M+m_2) \ddot{x}_o + 2 a_o M \omega_o \dot{x}_o + K x_o = - m_2 \ddot{x}_2 \qquad (23)$$

La tension U_2 appliquée au bilame est sinusoïdale de pulsation propre ω_o et $\omega_2 >> \omega_o$.

(22) devient $\rightarrow \quad x_2 \# \frac{1}{\omega_2^2}\left(\frac{\alpha_2 U_2}{m_2} - \ddot{x}_o\right) \qquad \ddot{x}_2 = -\omega_o^2 x_2$

et en reportant x_2 dans (23)

$$(24) \quad \left[M + m_2\left(1 - \frac{\omega_o^2}{\omega_2^2}\right)\right] \ddot{x}_o + 2 a_o M \omega_o \dot{x}_o + K x_o = \alpha_2 U_2 \frac{\omega_o^2}{\omega_2^2}$$

On peut négliger m_2 devant M, ($\frac{m_2}{M} \# 10^{-3}$) et compte tenu du fait que le diapason est entretenu sur sa fréquence propre, on tire de (24) :

$$(25) \qquad x_o \# - j Q_o \frac{\alpha_2}{M} \frac{U_2}{\omega_2^2}$$

Le terme -j indique un retard de $\pi/2$ entre le mouvement et la tension U_2 appliquée.

Exemple numérique.

Excitateurs : bilame de longueur libre 4,3 mm

$\omega_2^2 = 9{,}2\ 10^9 \qquad \alpha_2 = 2\ 10^{-2}$ N/Volt

Diapason : $\omega_o = 2\pi \cdot 3000 \qquad M = 6\ 10^{-3}$ kg $\qquad Q_o = 10^4$

Tension : $U_2 = 10$ V crete pulsation ω_o

d'où $x_o \# -j Q_o \frac{\alpha_2 . U_2}{M\ \omega_2^2} \simeq 3{,}3\ 10^{-2}$ mm.

Etant donné la faible amplitude des diapasons de torsion les résultats trouvés leur sont directement applicables en posant :

$$M = \frac{I}{R^2} \qquad x_o = R\ \theta_o$$

I : moment d'inertie du diapason

R : rayon d'encastrement du bilame

θ_o : amplitude du diapason.

Ce calcul suppose que le bilame est parfaitement encastré dans le diapason. Dans la pratique, le bilame est collé et la raideur d'encastrement est

loin d'être infinie. Aussi ne faut-il pas attendre que les calculs soient parfaitement vérifiés. On constate que les amplitudes et les tensions obtenues sont très inférieures aux valeurs calculées. Les meilleurs résultats sont obtenus avec des joints de colle très minces de l'ordre de 0,02 mm. La colle utilisée doit être très fluide et présenter à sec une dureté maximum.

423 - Mesures relatives aux capteurs et excitateurs accéléromètres.

Les mesures ont été faites sur les bilames utilisés : Eléments "PZT Multimorph" de la Brush Crystal Co.

A - *Linéarité des capteurs et excitateurs.*

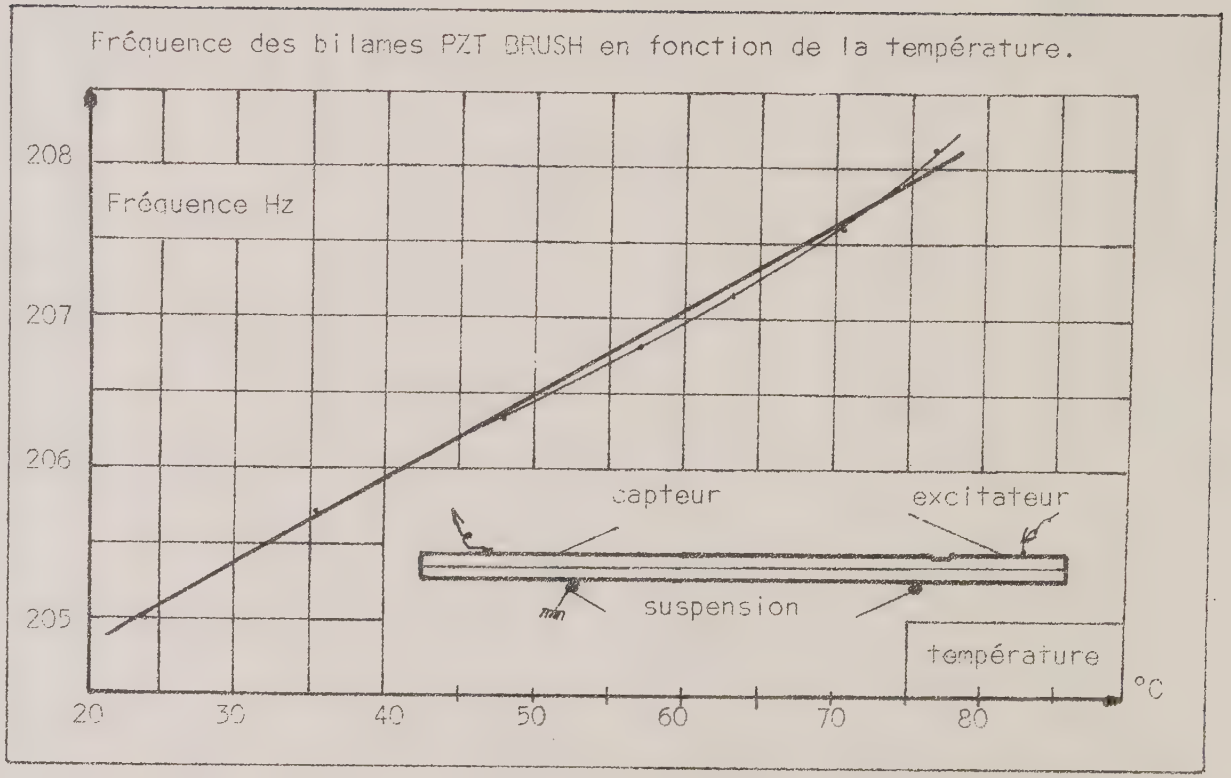
La linéarité des capteurs et excitateurs a été vérifiée à fréquence fixe : 2338 Hz en plaçant sur un diapason de torsion un capteur et un excitateur. L'amplitude du diapason de torsion était relevée avec un capteur capacitif.

A la précision de mesure près, soit environ 1 %, on a constaté que le capteur et l'excitateur sont parfaitement linéaires sur une dynamique d'au moins 80db. Les mesures ont été faites pour des tensions d'excitation de 3 mV à 30 V variables par bonds de 10 db.

B - *Fréquence propre des bilames en fonction de la température.*

On a mesuré la fréquence propre d'un bilame libre de longueur 100 mm vibrant sur son premier partiel (figure 33). UNe partie du bilame était utilisée en excitateur pour entretenir la vibration et l'autre partie servait de capteur.

Figure 33.


Fréquence des bilames PZT BRUSH en fonction de la température.
208
207
206
205
Fréquence Hz
capteur
excitateur
suspension
température
°C
20
30
40
50
60
70
80

Entre +20° et 80°, on a constaté une augmentation de fréquence propre pratiquement proportionnelle à la température : coefficient de température $\frac{1}{f}\ \frac{\Delta f}{\Delta T} = 2{,}5\ 10^{-4}/d°$ positif.

C - *Sensibilité en température.*

La perte de sensibilité en tension est faible : $5\ 10^{-4}/d°$ (chiffres donnés par le constructeur). Elle n'a pas été vérifiée.

Par contre, on a mesuré la capacité du bilame en fonction de la température entre -30° et +70°. On a trouvé un coefficient de température pratiquement linéaire $\frac{1}{C}\ \frac{\Delta C}{\Delta T} \simeq 2{,}5\ 10^{-3}/d°$ sur un bilame de 54,5 mm de long, de 0,74 mm d'épaisseur et de capacité 405 pF/cm à 20d° et 1000 Hz.

Cette mesure montre que le capteur doit être bouclé sur un amplificateur de tension et non sur un amplificateur de charge si on veut obtenir une dérive minimum de sensibilité en température.

D - *Variation de sensibilité dans le temps.*

Les mesures ont été réalisées en statique en appliquant une tension continue à un bilame encastré et en mesurant la déflexion de l'extrémité au microscope. Les tensions appliquées étaient 10 - 20 - 30 et 40 V. Les mesures répétées tous les six mois pendant trois ans sur cinq bilames de longueur libre 98 mm ont montré que leur sensibilité était constante à la précision de mesure près soit 2 %.

Les bilames utilisés peuvent donc être montés sur un gyromètre sans risque de voir varier leur sensibilité dans le temps.

43 - Amortissement et détection d'amplitude du diapason secondaire.

431 - Nécessité de contrôler la surtension du diapason secondaire.

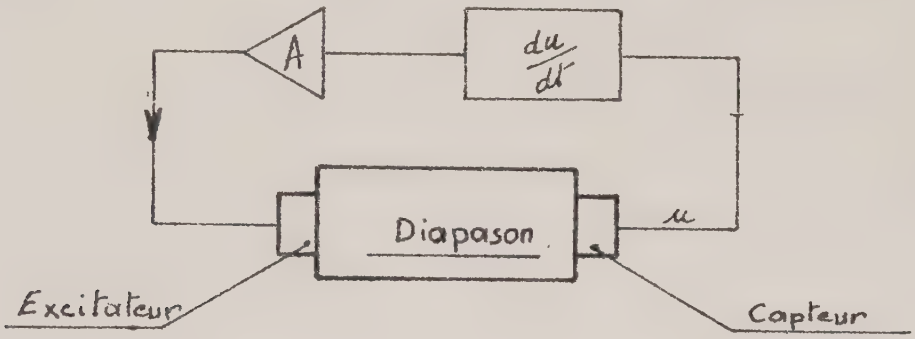
La réponse du gyromètre est proportionnelle à la surtension Q du diapason secondaire (cf. paragraphe III). La bande passante est définie par la fréquence de coupure : $F_c = \frac{f}{2Q}$; f = fréquence propre du gyromètre.

La surtension du diapason secondaire est généralement de l'ordre de 10 à 20.000. Elle peut varier dans le rapport 1 à 2 en fonction du temps, de la température, du milieu ambiant.

On recherche généralement des gyromètres de bande passante élevée, ce qui conduit à obtenir une surtension faible (inférieure à 100 pour un gyromètre de fréquence 3.000 Hz).

Il est donc indispensable de diminuer la surtension et de la rendre rigoureusement constante.

Un calcul simple montre qu'un amortissement électromagnétique est insuffisant ou devient trop encombrant. On a donc été amenés à amortir le diapason par une contre-réaction en lui appliquant des forces proportionnelles à sa vitesse (Figure 34).



Dans ces conditions, le mouvement du diapason secondaire est défini par :

$$\ddot{z} + 2\,a\,\omega_o\,\dot{z} + \omega_o^2\,z = Fex - 2\,\lambda\,\omega_o\,\dot{z}$$

Fex : Forces extérieures.

$2\,\lambda\,\omega_o\,\dot{z}$: forces appliquées par contre-réaction.

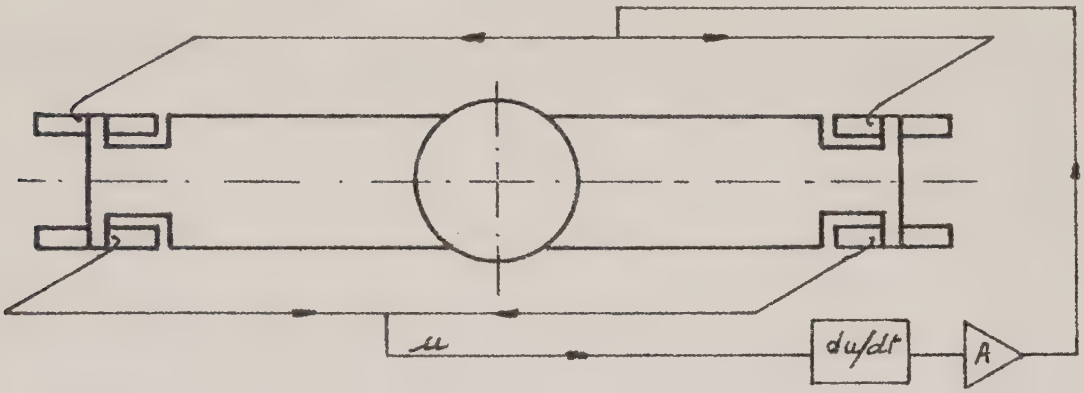
La surtension apparente du diapason devient :

$$Q\,ap = \frac{1}{2(a+\lambda)}$$

Dans une application pratique, on a $\lambda \simeq 6.10^{-3}$ et a $\simeq 5.10^{-5}$. Une variation de (a) de 1 à 2 n'entraîne qu'une variation de 1 % de Q ap. La surtension n'est donc plus fonction que de paramètres électriques aisément contrôlables : capteur, excitateur, gain d'un amplificateur.

432 - Choix des capteurs et excitateurs.

On a essayé d'employer des capteurs et excitateurs accéléromètres (figure 35). Cette disposition a du être abandonnée.



La contre-réaction d'amortissement jouait le rôle d'un circuit d'entretien pour l'un des modes propres des accéléromètres et le système oscillait à haute fréquence.

Finalement, on a adopté deux capteurs extensomètres piézo-électriques (monolames de Tibalit 19 - Fabrication CFE) et deux accéléromètres piézo-électriques (bilames PZT - Fabrication BRUSH) (Figure 36). Cette disposition ne présente naturellement pas les inconvénients mentionnés ci-dessus. Il est à noter cependant que les

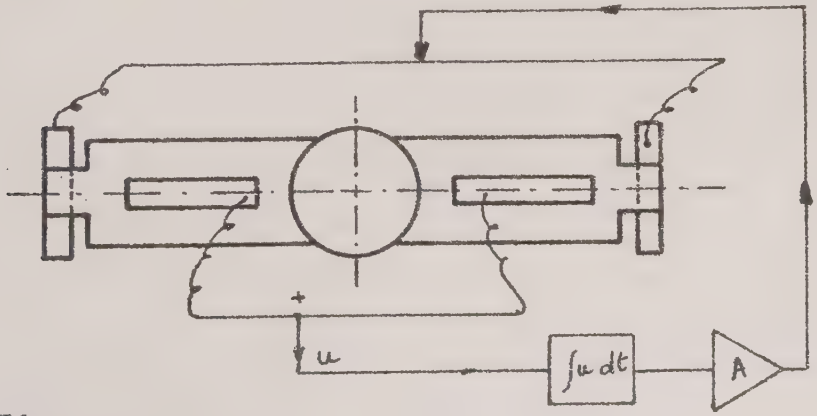


Figure 36.

capteurs et excitateurs doivent être parfaitement symétriques et ajustés à la même sensibilité et ceci pour deux raisons :

1°) Une accélération du support parallèle à Oz entraîne une déformée symétrique des deux lames du diapason en H (Figure 37). La somme des signaux recueillis par les deux extensomètres sera nulle s'ils ont même sensibilité et le gyromètre sera insensible aux vibrations d'axe Oz.

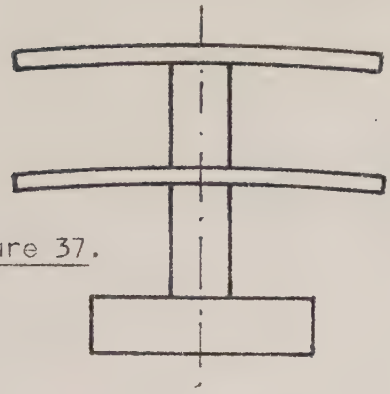


Figure 37.

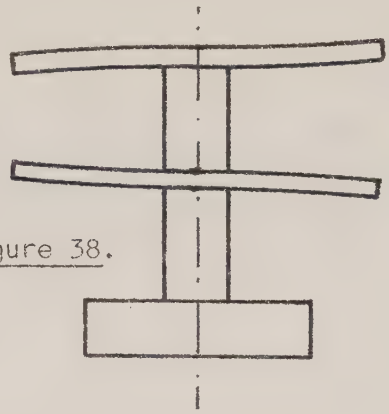


Figure 38.

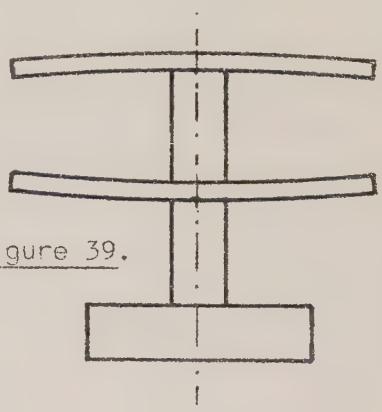


Figure 39.

2°) L'amortissement ramené du mode de vibration du diapason (Figure 38) est un entretien pour le mode de vibration symétrique (Figure 39). On est donc obligé de placer deux capteurs et deux excitateurs en parallèle et parfaitement symétriques pour éviter que ce mode de vibration soit auto-entretenu.

433 - Etude des capteurs extensomètres piézo-électriques.

Si on veut que le diapason secondaire conserve une bonne surtension, la présence des extensomètres ne doit pas modifier la fréquence des lames du diapason. Il est évident qu'un capteur collé au pied d'une lame augmente sa raideur donc sa fréquence. Inversement, un capteur collé au bout de la lame se comporte pour celle-ci comme une surcharge et baisse sa fréquence. Entre ces deux extrêmes, il existe nécessairement une position du capteur telle que la fréquence de la lame reste inchangée.

A) *Détermination de la position optimum des extensomètres.*

Les dimensions du capteur sont faibles vis-à-vis de celles de la lame. On peut donc admettre que la déformée de la lame n'est pas modifiée par la présence du capteur. La fréquence de la lame peut être donnée par la méthode de Lord Rayleigh.

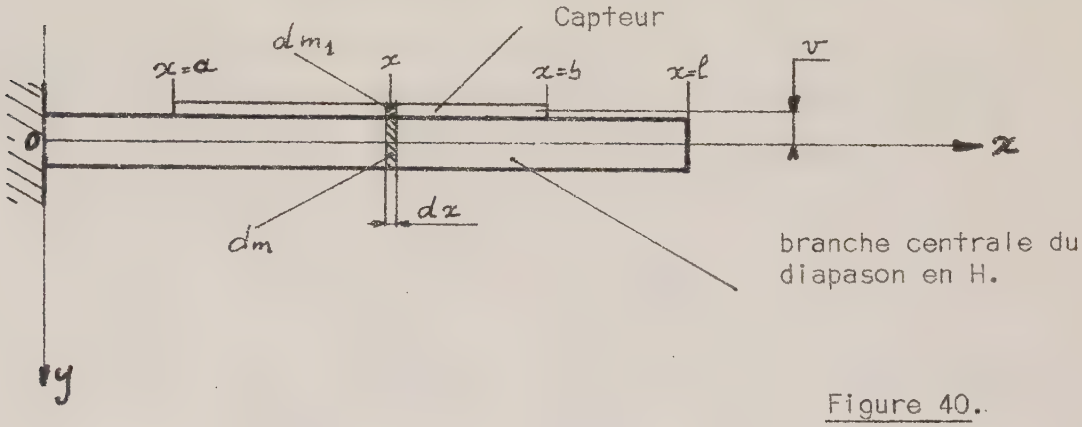


Figure 40.

Notations.

(éléments du capteur : indice 1 ; éléments de la lame : sans indice).

E, E_1 respectivement modules d'Young de la lame et du capteur,

I, I_1 moment d'inertie des sections droites,

s, s_1 sections droites,

m, m_1 masses

T, T_1 Energies cinétiques,

W, W_1 Energies potentielles,

μ, μ_1 masses par unité de longueur,

v distance de la fibre neutre à la fibre moyenne du capteur.

L'énergie cinétique a pour expression :

(26) $$2T_o = \int_o^l y'^2\, dm + \int_a^b y'^2\, dm_1 = 2T + 2T_1$$

L'énergie de déformation se décompose en énergie de déformation provenant :

- de la flexion de la lame,
- de la flexion du capteur,
- de l'extension de la fibre moyenne du capteur.

(27) $$2w_o = \int_o^{\ell} EI\, \ddot{y}\, dx + \int_a^b \left(E_1 I_1 + \frac{s_1 E^2 v^2}{E_1}\right) \ddot{y}\, dx = 2w + 2w_1$$

Nous sommes intéressés par la fréquence du premier partiel de la lame. Une précision suffisante est donnée en confondant les déformées statique et dynamique si le capteur est beaucoup plus petit que la lame.

soit $y = \frac{3Y}{\ell^3}\left(\ell x - \frac{x^2}{2}\right)$ déformée statique

On obtient : $$2w = \frac{3\, EI\, Y^2}{\ell^3} \qquad 2T = \frac{33}{140}\, m\, \dot{Y}^2$$

$$2w_o = \frac{3EI}{\ell^3} Y^2 \left[1 + \frac{3\lambda}{EI\,\ell^3}\left(\ell^2(b-a) - \ell(b^2-a^2) + \frac{b^3-a^3}{3}\right)\right]$$

$$2T_o = \frac{33}{140} m\, \dot{Y}^2 \left[1 + \frac{105}{11} \frac{\mu_1}{\mu\,\ell^7}\left(\frac{b^7-a^7}{63} - \frac{\ell}{9}(b^6-a^6) + \frac{\ell^2}{5}(b^5-a^5)\right)\right]$$

avec $$\lambda = E_1 I_1 + s_1 \frac{E^2}{E_1} v^2 \quad ; \quad \mu_1 = \frac{m_1}{b-a} \quad ; \quad \mu = \frac{m}{\ell}$$

On désire que la présence du capteur ne modifie pas la fréquence de la lame ; il faut donc que :

$$\frac{w}{T} = \frac{w_o}{T_o}$$

Soit : $$\frac{3\lambda}{EI\,\ell^3}\left[\ell^2(b-a) - \ell(b^2-a^2) + \frac{b^3-a^3}{3}\right] = \frac{105}{11} \frac{\mu_1}{2\,\mu\ell^7}\left[\frac{b^7-a^7}{63} - \frac{\ell}{9}(b^6-a^6) + \frac{\ell}{5}(b^5-a^5)\right]$$

en posant $a = k\,b$ et $b = \alpha \ell$ l'équation précédente devient :

$$(28)\quad \frac{3\lambda}{EI}\left[(1-k)+\frac{\alpha^2}{3}(1-k^3)-\alpha(1-k^2)\right] = \frac{105}{11}\frac{\mu_1}{\mu}\left[\frac{\alpha^6}{63}(1-k^7)-\frac{\alpha^5}{9}(1-k^6)+\frac{\alpha^4}{5}(1-k^5)\right]$$

La résolution de cette équation en α et k donne les dimensions a et b du capteur.

Exemple numérique.

capteur : monolame de Tibalit 19 (C.F.E.)

$E_1 = 1{,}3.10^{11}$ densité : $5{,}3.10^3$

épaisseur 0,32 mm largeur : 3 mm

Lame : Dural AU4 G1

$E = 7{,}5.10^{10}$ densité : $2{,}77.10^3$

épaisseur 2 mm largeur 8 mm

Il vient : $\frac{3\lambda}{EI} = 3{,}75.10^{-1}$ $\frac{105}{11}\frac{\mu_1}{\mu} = 1{,}08$

d'où : (29) $0{,}350\left[1-k+\frac{\alpha^2}{3}(1-k^3)-\alpha(1-k^2)\right] - \left[\frac{\alpha^6}{63}(1-k^7)-\frac{\alpha^5}{9}(1-k^6)+\frac{\alpha^4}{5}(1-k^5)\right] = 0$

Les valeurs de k en fonction de α ont été obtenues sur calculateur numérique CAB 500. La figure 41 donne la dimension du capteur en fonction de la position de l'une de ses extrémités. L'expérience vérifie relativement bien le calcul (erreur sur les longueurs de l'ordre de 5 %).

B) *Tension délivrée par le capteur* (Figure 42).

Une surface élémentaire du capteur edx soumise à une contrainte T_1 délivre des charges :

$$dq = e\,dx\,d_{31}\,T_1$$

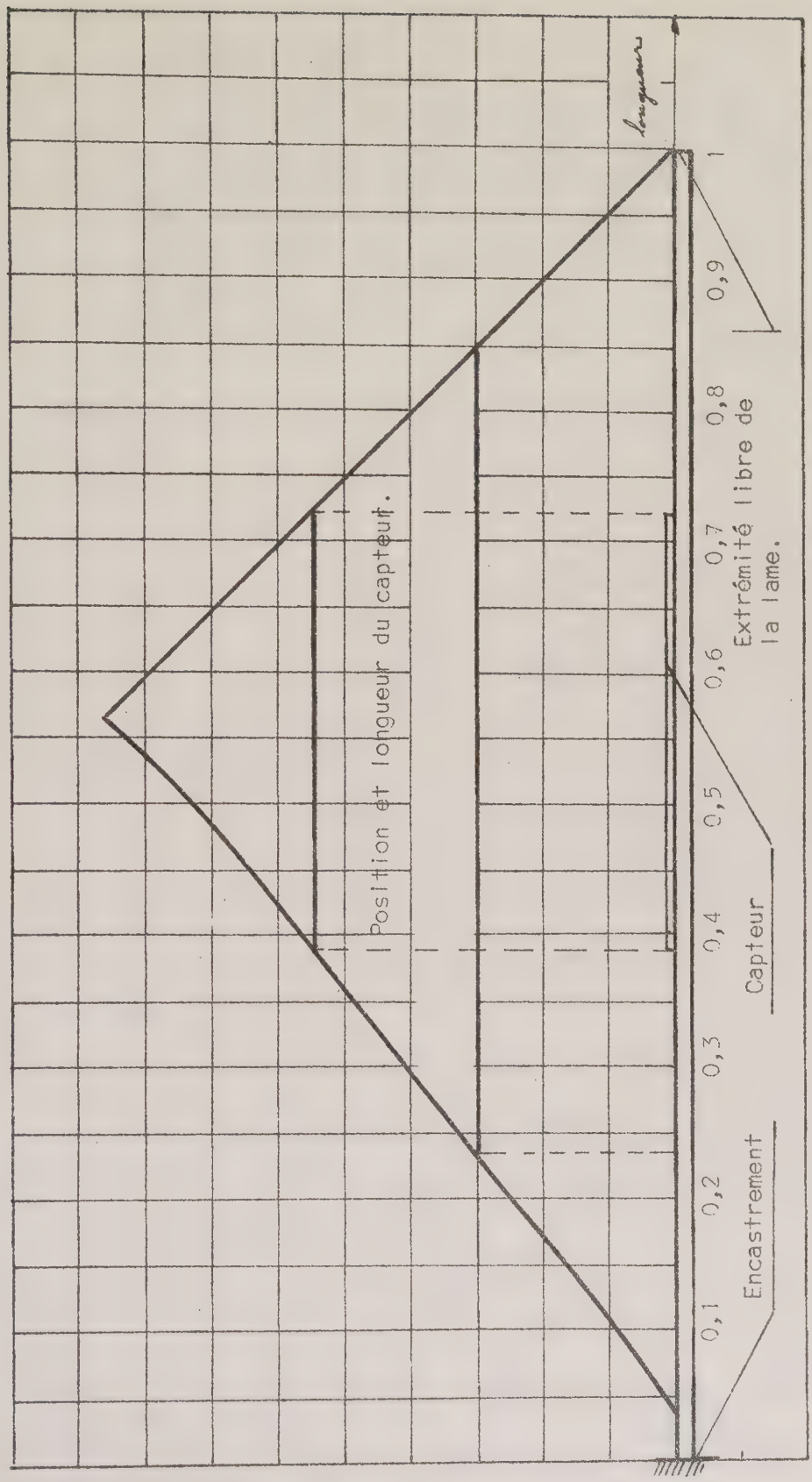

Longueur
1
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
Position et longueur du capteur.
Extrémité libre de la lame.
Capteur
Encastrement

Figure 41.

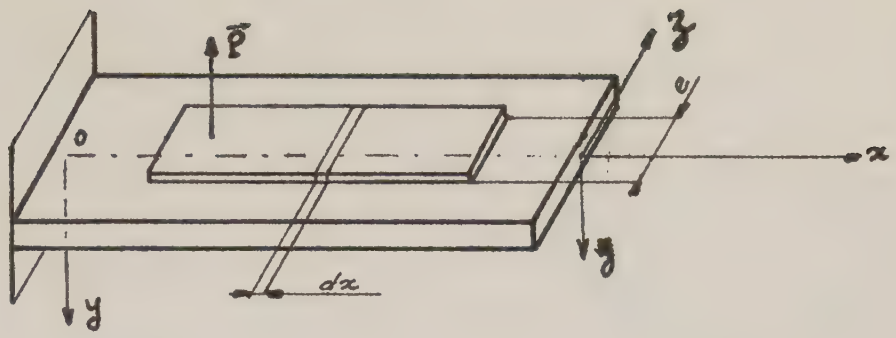


Figure 42.

d'où les charges totales recueillies sur le capteur :

$$q = e\, d_{31} \int_a^b T_1\, dx$$

$$q \# \frac{3Y}{\ell^3} E\, v\, e\, d_{31} \int_a^b (\ell - x)\, dx$$

$$(30) \qquad q \# 3Y\, Ev\, \frac{e}{\ell}\, d_{31} \left(\frac{b-a}{\ell} - \frac{b^2-a^2}{\ell^2}\right)$$

Application numérique.

Monolame défini précédemment a = 4,5 mm, b = 19 mm, e = 3 mm, $d_{31} = 3{,}3.10^{-11}$, capacité C = 750 pF monté sur lame dural 2 x 8 x 23 mm.

Soit $Y = 10^{-2}$ mm l'amplitude de la lame.

Il vient : $q = 3{,}2.10^{-8}$

$$V = \frac{q}{C} = 4{,}6 \text{ volts (pour } Y = 10^{-2} \text{ mm)}.$$

44 - Signal de sortie du gyromètre en fonction de la température.

1°) L'oscillateur primaire est entretenu à tensions de sortie capteur constantes :

$$U_1 = \frac{m_1 R \omega_o^2 \theta_o}{\alpha_1} = \text{cst. (voir § 422)}.$$

soit $\theta_o = k_1 \frac{\alpha_1}{\omega_o^2}$ avec $k_1 = \frac{U_1}{m_1 R}$; R = rayon d'encastrement du capteur.

2°) La tension de sortie du capteur monolame est de la forme :

$$U_s = k_2 \alpha_3 z \quad ; \quad k_2 = \text{cst.}$$

α_3 = sensibilité en tension du capteur.

3°) La surtension de l'oscillateur secondaire est définie par le paramètre d'amortissement ramené proportionnel à la sensibilité du capteur α_3, à la sensibilité α_2 de l'excitateur accéléromètre et à un gain de boucle k_3 de la contre-réaction.

$$2\lambda = k_3 \frac{\alpha_2}{\omega_2^2} \alpha_3 \quad \text{et} \quad Q = \frac{1}{2\lambda} = \frac{1}{k_3 \alpha_2 \alpha_3} \omega_2^2$$

La réponse statique du gyromètre en amplitude est définie par :

$$z = \frac{2Q \theta_o d}{\omega_o} p$$

d'où la tension de sortie :

$$\frac{U_s}{k_2 \alpha_3} = \frac{2 \omega_2^2}{k_3 \alpha_2 \alpha_3} \frac{k_1 \alpha_1}{\omega_o^2} \frac{d}{\omega_o} p$$

(31) $$U_s = K \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \frac{\omega_2^2}{\omega_o^3} p \qquad K = \frac{2 d k_1 k_2}{k_3}$$

Si les capteurs et excitateurs accéléromètres du diapason primaire et secondaire sont identiques : $\alpha_1 = \alpha_2$.

Il en résulte que la sensibilité du gyromètre n'est plus fonction de la sensibilité des capteurs mais uniquement du rapport $\frac{\omega_2^2}{\omega_o^3}$. Ce calcul laisse prévoir une augmentation de sensibilité de l'ordre de $5.10^{-4}/d°$ et une excellente linéarité du gyromètre à température constante.

En fait, on a constaté lors des essais en température

une baisse de sensibilité de 2.10^{-3}/d° sur des gyromètres en AU4 G1. Ceci provient d'un désaccord de fréquence entre les oscillateurs de torsion et de flexion (voir paragraphe III). Cette anomalie ne doit pas se reproduire avec les nouveaux prototypes en élinvar.

Par contre, la linéarité du gyromètre est bien excellente à température constante : (Meilleure que 5.10^{-4} de la pleine échelle dans la gamme $\pm$ 0,2 rd/s, obtenue avec le prototype n° 8).

V - SIGNAUX PARASITES RENCONTRES DANS UNE REALISATION PRATIQUE.

En dehors du bruit de fond des capteurs, les signaux parasites proviennent d'un couplage entre les deux diapasons. Ce couplage a plusieurs origines.

51 - Couplage par les forces d'entretien du diapason primaire.

Si les excitateurs accéléromètres du mouvement de torsion ne sont pas parallèles à l'axe du gyromètre, les forces d'entretien auront une composante sur cet axe. Cette composante excitera faiblement l'oscillateur de flexion à une amplitude qu'il est bien difficile d'évaluer, mais que l'on constate expérimentalement.

Pour diminuer ce couplage :

1°) Il faut que le diapason primaire soit accordé soigneusement de sorte qu'il présente une surtension maximum. Ceci permet de diminuer les forces d'entretien à amplitude égale.

2°) On peut prévoir un réglage de la position des excitateurs après collage. Ceci a été réalisé sur un prototype. L'expérience a montré que la baisse de surtension provoquée par les éléments ramenés sur la structure faisaient perdre tout le bénéfice du règlage.

3°) Seul le couple ramené à l'encastrement de la barre de torsion peut entretenir le diapason de flexion sur le mode qui nous intéresse. On peut donc choisir une fréquence propre de flexion f_p de la barre de torsion surchargée par la masse inférieure du gyromètre en-dessous de la fréquence f_o de fonctionnement. On bénéficiera ainsi de l'affaiblissement d'un système du second ordre au-delà de la résonance soit 12 db à l'octave. Pratiquement, il est difficile de descendre f_p en-dessous de $\frac{1}{2} f_o$ car le gyromètre doit conserver une symétrie de masse par rapport au plan de suspension. On ne peut donc jouer que sur la forme des barres de torsion tout en conservant leur raideur en torsion.

Ceci permet tout de même d'affaiblir de 12 db le couplage parasite dû aux forces d'entretien.

52 - Couplages d'origine mécanique.

Les forces d'origine mécanique (forces d'inertie, contraintes) sont en phase avec le mouvement de l'oscillateur primaire. Elles induisent donc un mouvement de l'oscillateur secondaire en quadrature avec le signal de giration. On peut donc s'en débarrasser partiellement par détection synchrone en signal de sortie.

Un calcul élémentaire montre l'importance fondamentale de la précision d'usinage.

521 - Couplage introduit par un voilage de la lame (Figure 43).

Supposons qu'une lame supérieure du diapason en H ne soit pas rigoureusement perpendiculaire à l'axe Oz mais voilée d'un petit angle $\Delta\alpha$ (rotation autour de Ox, Figure 16).

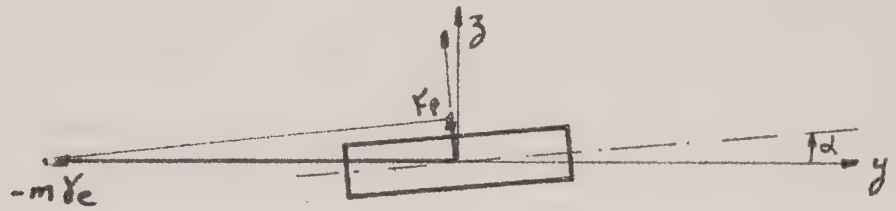


Figure 43.

Considérons une section élémentaire de lame de largeur dx, de masse dm située à l'abscisse x. Cet élément est animé d'un mouvement de vibration entretenu sensiblement parallèle à Oy défini par $y \# x\,\theta_o \sin \omega t$. Les forces d'inertie qui lui sont appliquées ont une composante F_p sur la perpendiculaire au plan de la lame.

$$F_p = - dm\ \gamma_e\ \Delta\alpha$$

F_p viendra exciter le diapason secondaire.

Comparons $|F_p|$ à la force de Coriolis $|F_c|$ appliquée au même élément.

$$|F_p| = dm\ \gamma_e\ \Delta\alpha = dm\ \omega^2 \times \theta_o\ \Delta\alpha$$

$$|F_c| = |2\ \vec{\Omega} \wedge \vec{V_r}|dm = 2\ dm\ \omega\ p \times \theta_o \quad ; \quad \vec{\Omega}(p,0,0)$$

d'où : $$\left|\frac{F_p}{F_c}\right| = \frac{\omega}{2p}\ \Delta\alpha$$

Exemple numérique.

- Si $\omega = 3.10^4$ $\quad p = 10^{-3}$ rd/s $\Rightarrow$ $\left|\frac{F_p}{F_c}\right| = 5.10^6\ \Delta\alpha$

Conclusion : Il faut $\Delta\alpha < 2.10^{-7}$ rd (0,04 seconde d'arc) si l'on veut que le signal parasite reste inférieur à l'équivalent d'une giration de 10^{-3} rd/s. Une telle précision n'est pas réalisable.

- En fait, la détection synchrone éliminera ce signal avec une résiduelle que l'on peut estimer à 1 %. Ceci permet de ramener la tolérance sur $\Delta\alpha$ à 2.10^{-5} rd, soit 0,2µ sur une lame de largeur 10 mm.

- Cette tolérance n'est pas à considérer au sens strict. Il faut simplement que le "plan moyen" de la lame soit perpendiculaire à l'axe Oz.

Une précision suffisante est obtenue par retouche manuelle comme nous le verrons par la suite. La seule chose à redouter est un manque de stabilité de la matière.

522 - Couplage introduit par une direction générale de lame non perpendiculaire à l'axe (Figure 44).

Supposons que le plan de symétrie d'une lame supérieure du diapason primaire soit incliné d'un petit angle β (rotation autour de Oy - figure 16). La force d'inertie d'entraînement $\vec{F_i}$ relative à un repère lié à la lame, aura une composante sur la perpendiculaire au plan de la lame.

Considérons, comme précédemment, une section élémentaire de la lame située à l'abscisse x et la force d'"inertie centrifuge" $\vec{F_i}$ qui lui est appliquée.

Figure 44.

$$\vec{F_i} \neq dm \frac{v^2}{x} \vec{i} \qquad v = \omega x \theta_o \cos \omega t$$

d'où $$F_i = dm \frac{x \theta_o^2 \omega^2}{2} (1+\cos 2\omega t)$$

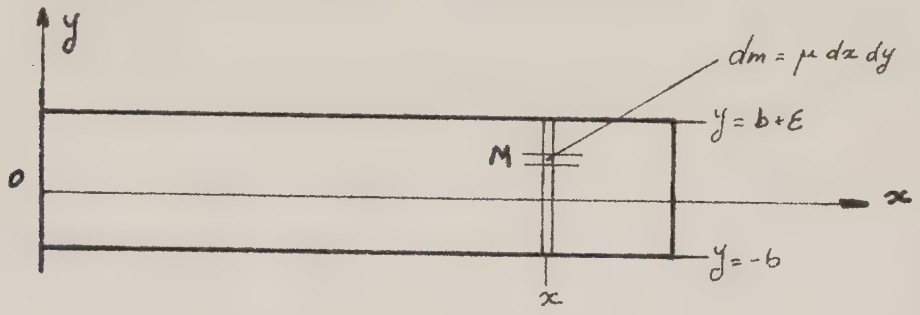
La composante de F_i sur la perpendiculaire au plan de la lame sera $F_i \sin \beta$.

Comparée aux forces de Coriolis ramenées par la giration, cette force est à fréquence double. Compte tenu de la surtension du diapason secondaire et de la démodulation synchrone du signal de sortie, cette force perturbatrice a une influence tout-à-fait négligeable si la réalisation mécanique est soignée ($\beta < 10^{-3}$ rd).

523 - Influence de la largeur des lames. Directivité du gyromètre.

Dans notre système à constantes localisées équivalent, on a considéré que la masse des lames était concentrée sur l'axe Ox. En fait, ces lames ont une largeur non négligeable et ne peuvent être parfaitement centrées sur la barre de torsion.

La lame est animée d'un mouvement de torsion $\theta = \theta_o \sin \omega t$ dont l'amplitude en un point est négligeable vis-à-vis des dimensions de la lame. Evaluons la force de Coriolis appliquée à un élément de largeur dx d'une lame non centrée sur l'axe de la barre de torsion ($-b < y < b+\varepsilon$ (figure 45)).



Soient - M un point de la lame de masse $dm = \mu\, dx\, dy$

- V_r la vitesse de M relative à O,xyz
- $\Omega(pqr)$ le vecteur rotation d'entraînement du repère mobile
- dF_{cz} la composante sur Oz de la force de Coriolis appliquée à M
- $\overrightarrow{V_r} = (-\dot{\theta}y,\ \dot{\theta}x,\ 0)$
- $-dF_{cz} = -2\, dm\, \dot{\theta}\, (px+qy)$

$$F_{cz} = -2\mu\, dx\, \dot{\theta} \int_{-b}^{b+\varepsilon} (px+qy)\, dy$$

$$= -2\mu\, dx\, \dot{\theta} \left[px(2b+\varepsilon) + q/2\, (2b\varepsilon+\varepsilon^2) \right]$$

On peut confondre en première approximation la déformée statique et la déformée dynamique. Soit $z(x,t)$ le mouvement d'un point de la lame

$$z(x,t) \# -\frac{3Z}{\ell^3} \left(\frac{\ell x^2}{2} - \frac{x^3}{6} \right) \sin \omega t = -z(x) \sin \omega t$$

Z : amplitude de la lame (à déterminer)

$\theta = \theta_o \sin \omega t$ $\qquad \dot{\theta} = \omega\theta_o \cos \omega t$

F_{cz} s'écrit sous la forme $F_{cz} = F_{(x)} \cos \omega t$

Le travail élémentaire de la force F_{cz} appliquée à l'élément de lame d'abscisse x sera pour une période :

$$d\mathcal{C} = \int_0^{2\pi} F_{(x)} \frac{dz(x,t)}{d\omega t} \cos \omega t \, d\, \omega t$$

$$= \int_0^{2\pi} F_{(x)} \, z_{(x)} \cos^2 \omega t \, dt$$

$$d\mathcal{C} = \pi \, F_{(x)} \, z_{(x)}$$

d'où le travail total en intégrant de $x = 0$ à $x = \ell$

$$(32) \qquad \mathcal{C} = b \mu \theta_o \frac{\omega Z}{\ell^3} \left[\frac{11\ell^5}{120} p(2b+\varepsilon) + \frac{\ell^4}{16} q(2 b \varepsilon + \varepsilon^2)\right]$$

En régime permanent, le travail de la force de Coriolis est absorbé par les forces de frottement visqueux dans le diapason.

Le travail résistant sur une période est de la forme :

$$(33) \qquad \mathcal{C}_r = - 2\pi \, m \, a \, \omega_o^2 \, Z^2$$

et $\qquad \mathcal{C} + \mathcal{C}_r = 0$

$M = \mu \, \ell(2b+\varepsilon)$

$m = \frac{33}{140} M$ = masse équivalente de la lame.

d'où l'amplitude Z prise par le diapason secondaire.

$$(34) \qquad Z = \frac{3 \mu \, \theta_o}{\pi \, m \, a \, \omega_o} (2b+\varepsilon) \, \ell^2 \left(\frac{11}{120} p + \frac{1}{16} \frac{\varepsilon}{\ell} q\right)$$

$$(35) \qquad Z = \frac{7}{3\pi} Q \frac{\ell\theta_o}{\omega_o} p \left(1 + \frac{15}{22} \frac{\varepsilon}{\ell} \frac{q}{p}\right)$$

Pratiquement, il faut que le gyromètre soit au moins 2.10^3 fois plus sensible aux girations d'axe Ox qu'aux girations autour d'un axe transverse, ce qui conduit à prendre

$$(36) \qquad \varepsilon \leq 0{,}73 \, 10^{-3} \ell \quad \text{(soit } \varepsilon < 18\mu \quad \text{si} \quad \ell = 25 \text{ mm)}.$$

Cette précision peut être obtenue par un usinage classique. Ce résultat est confirmé par l'expérience : la directivité du gyromètre est excellente (Cross-coupling inférieur à 0,1 %).

53 - Influence du milieu ambiant.

La présence d'un gaz autour du gyromètre donne deux sources de perturbations :

- Une modification des caractéristiques de fréquence et d'amortissement des diapasons,

- Un couplage d'origine accoustique entre les diapasons de flexion et de torsion.

531 - Modification des caractéristiques des diapasons.

Le calcul de l'impédance de rayonnement d'un diapason est loin d'être simple. Il peut être fait par approximations dans le cas où les dimensions du diapason sont petites vis-à-vis de la longueur d'onde, mais ce cas ne présente pas un très grand intérêt pratique. Il est de toute façon difficile de tenir compte des conditions aux limites imposées par l'emboitage du diapason.

Le calcul suivant, très approché, donne tout au plus un ordre de grandeur des perturbations.

On a assimilé une verge vibrante à un piston plat vibrant perpendiculairement à son plan dans un milieu indéfini. L'analogie donne un ordre de grandeur valable si les verges du diapason ne sont pas trop étroites vis-à-vis de la largeur de la lame (rapport 2 à 4 entre longueur et largeur par exemple).

Le calcul d'impédance de rayonnement d'un piston plat a été fait par Lord Rayleigh. Elle est de la forme :

$$Z = \pi r^2 (R+jX)$$

$$R = \rho c\left(1 - \frac{2J_1\left(\frac{4\pi r}{\lambda}\right)}{\frac{4\pi r}{\lambda}}\right)$$

$$X = -\frac{4\rho c}{\pi}\int_0^{\pi/2} \sin\left(\frac{4\pi r}{\lambda}\cos\phi\right)\sin^2\phi \; d\phi$$

ρ	: densité du milieu ambiant
$2r$	: diamètre du piston
e	: vitesse du son
λ	: longueur d'onde
J_1	: Fonction de Bessel.

On a pris pour le piston les éléments suivants :

Amplitude : amplitude de l'extrémité de la lame,

Surface : 3/8 de la surface de la lame. L'amplitude moyenne de la lame est environ 3/8 de l'amplitude de l'extrémité. Le produit amplitude.surface est conservé.

masse : masse équivalente de la lame soit 33/140 m (masse de la lame : m)

Les énergies cinétiques du piston et de la lame sont conservées.

Application : On a fait le calcul des perturbations ramenées sur une verge de duralumin AU4G de dimensions 24 x 3 x 2,2 mm encastrée à une extrémité et vibrant à 3.000 Hz. Les mesures ont été faites sur un diapason en H formé de quatre lames de même dimension placé successivement dans l'air puis sous vide de 10^{-3} mm Hg . Les résultats sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Perturbations	Calculées	Mesurées
Amortissement	$2a = 3.10^{-4}$	$2a = 1$ à 2.10^{-4}
Fréquence	$\frac{\Delta f}{f} = -5,4.10^{-4}$	$\frac{\Delta f}{f} = -3$ à -6.10^{-4}

Les perturbations varient considérablement en fonction de l'emboîtage du diapason. L'écart de fréquence relevé sur un diapason dans son boîtier était de -6.10^{-4} alors qu'il n'était que de -3.10^{-4} quand le diapason était placé au centre d'une enceinte de dimensions 300 x Ø 300 mm dans laquelle on faisait le vide.

L'influence des conditions atmosphériques sur la fréquence d'un diapason de flexion utilisé comme base de temps est loin d'être négligeable.

532 - Couplage accoustique entre les deux diapasons.

Les dimensions des diapasons étant de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, leur rayonnement est pratiquement sphérique. Dans ces conditions, un élément de surface ds vibrant à l'amplitude x "envoie" à la distance r_1 la pression δP telle que : (cf. Rocard).

$$\delta P = - \frac{\rho_0 \times ds\ \omega^2}{2\ \pi\ r_1}\ e^{j\omega(t-r_1/c)}$$

Si l'on considère l'onde de pression engendrée par les vibrations du diapason de torsion, il est évident qu'après réflexions sur les parois de la cavité contenant le gyromètre, cette onde va entretenir en vibration le diapason secondaire. (On peut très bien entretenir un diapason à l'aide d'un haut-parleur placé à proximité).

Dans le cas des gyromètres réalisés, l'amplitude du diapason secondaire engendrée par couplage accoustique avec le diapason primaire est loin d'être négligeable. Elle est de l'ordre de 10^{-2} microns, ce qui correspond à l'équivalent d'une giration de 10^{-2} rd/s. L'amplitude et la phase de cette perturbation varient en fonction de la position du gyromètre dans sa boîte support et en fonction des conditions atmosphériques (principalement en fonction de la pression et de la température).

Un remède radical à ces perturbations consiste à mettre le gyromètre sous vide. Un vide de 10^{-1} torr est largement suffisant mais il faudrait le conserver au moins un an.

On a conservé sans difficulté spéciale un vide meilleur que 10^{-1} torr pendant deux semaines dans une boîte en acier inoxydable 18/10. L'étanchéité était assurée par un joint en Viton à faible

dégazage spécifique.

Le vide était contrôlé à l'aide d'une sonde de température en platine utilisée en jauge à vide.

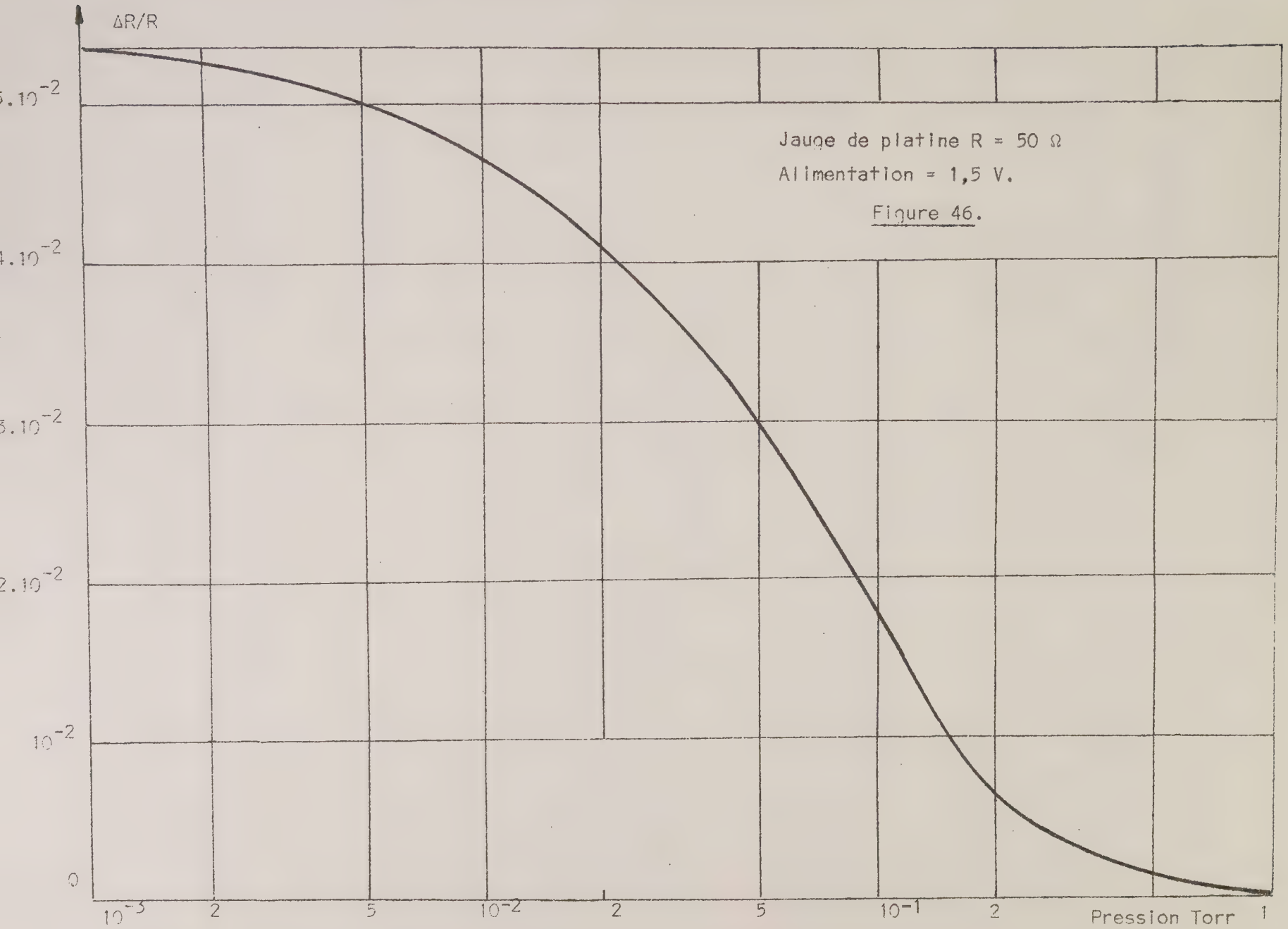
Il est à noter qu'une jauge de température de platine est une bonne jauge à vide dans la gamme de 10^{-3} à 1 torr. Son faible encombrement et son prix modique sont particulièrement intéressants. Il suffit de disposer d'un pont à jauge de contrainte classique. On trouvera à titre indicatif (figure 46) la courbe d'étalonnage d'une jauge de température Budd SA44-50 Ω utilisée en jauge à vide.

La tenue et le contrôle du vide dans le boitier du gyromètre ne posent donc pas de difficulté. Par contre, nous avons été gênés par le dégazage dès que le gyromètre a été placé dans son boîtier. Il est en effet impossible de faire un dégazage sérieux du gyromètre. Les capteurs piézoélectriques ne supportent pas une température supérieure à 110°. La colle qui les fixe à la structure dégaze abondamment, même après huit jours sous un vide de 10^{-5} mm de Hg.

On a distingué aisément une fuite d'un dégazage en faisant le vide autour du boitier du gyromètre et en contrôlant l'évolution du vide à l'intérieur. S'il y a une fuite, l'enregistrement des indications de la jauge présente un point anguleux correspondant au moment où on fait le vide autour du boitier. On a pu ainsi contrôler que seul le dégazage faisait tomber le vide.

Un problème de technologie non négligeable reste à résoudre. Pour des essais en laboratoire, on a simplement placé le gyromètre sous atmosphère contrôlée d'hydrogène (densité 14,4 fois plus faible que l'air). La diminution du couplage accoustique, de l'ordre d'une puissance de dix est déjà appréciable. L'influence des conditions atmosphériques sur ce couplage est éliminée.

Utilisation d'une résistance de platine en jauge à vide.



Jauge de platine R = 50 Ω

Alimentation = 1,5 V.

Figure 46.

VI - PROBLEMES TECHNIQUES.

La forme du gyromètre adoptée n'est pas celle qui donne le maximum de sensibilité. Nous avons vu à différentes reprises, l'importance fondamentale de la précision d'usinage. On a donc cherché avant tout une forme facilement usinable à partir d'une seule référence : l'axe de symétrie du gyromètre. Nous pouvons ainsi garantir la forme géométrique de la pièce, ce qui est un point fondamental.

51 - Accord de fréquence des diapasons.

L'ébauche du gyromètre est réalisée de sorte que la fréquence du diapason secondaire soit légèrement supérieure à la fréquence de l'oscillateur de torsion. On accorde d'abord le diapason primaire puis le diapason secondaire.

521 - Accord du diapason primaire.

Le plan nodal du diapason primaire doit être ramené en coïncidence avec le plan de symétrie de la suspension. Pour celà, on suspend le gyromètre autour de son axe par deux fils et on l'entretient en vibration de torsion. On compare l'amplitude et la phase des mouvements du plan de suspension et d'une masse de l'oscillateur de torsion. On en déduit la position du plan nodal de vibration et la correction à faire sur les moments d'inertie des masses, pour ramener le plan nodal en coïncidence avec le plan de suspension.

Un calcul simple donne la correction ΔI_1 de moment d'inertie à effectuer

$$\Delta I_1 \neq \frac{\theta}{\theta_1} (I_1 + I_2)$$

avec θ: Amplitude de vibration du plan de suspension.

θ_1, I_1 : Respectivement amplitude et moment d'inertie d'une masse du diapason primaire.

I_2 : moment d'inertie de la seconde masse du diapason.

Le moment d'inertie de la masse ramenée sur l'oscillateur au plan de suspension est négligé mais la formule obtenue est suffisante pour les corrections à effectuer.

Le plan de suspension vibre en phase avec la masse du diapason qui est trop faible. Le choix de la région à retoucher sur le diapason est fait en fonction de l'écart des fréquences propres de torsion et de flexion, des fréquences parasites, de la position du centre de gravité du gyromètre, etc...

Après ajustage, l'amplitude de vibration du plan de suspension doit être au moins 10^3 fois plus faible que l'amplitude des masses du diapason.

On peut alors immobiliser le gyromètre par ses pattes de suspension sans constater de variation de surtension de l'oscillateur.

522 - Diapason secondaire.

Après sélection du mode de vibration qui nous intéresse, il faut éloigner au maximum les fréquences de vibration parasites qui pourraient se coupler avec la vibration utile. On retouche alors l'épaisseur des lames du diapason en H pour obtenir l'accord en fréquence des deux diapasons. Simultanément, la masse inférieure du diapason primaire doit être retouchée pour conserver la position du plan nodal dans le plan de fixation.

Parallèlement, le centre de gravité doit être ramené sur le plan de fixation pour que la sensibilité du gyromètre aux vibrations et aux accélérations soit minimum.

Il faut tenir compte de plus du fait que les diapasons changent de fréquence quand on les met sous hydrogène. Il faut donc qu'ils soient désaccordés dans l'air (d'environ 1,25 Hz pour un gyromètre à 3.000 Hz) pour être accordés sous hydrogène.

On peut accorder les deux diapasons à 10^{-5} près sans difficulté spéciale. Cependant, les prototypes réalisés en AU4 G1 ont été volontairement désaccordés de 0,2 Hz à la température ambiante (gyromètre placé sous hydrogène) pour que le désaccord en fréquence soit minimum dans la plage de température -20, +70°C.

52 - Elimination du couplage flexion-torsion d'origine mécanique.

Aussi soigné que soit l'usinage, il subsiste toujours un couplage d'origine mécanique entre les deux diapasons. Pour éliminer ce couplage il est nécessaire de faire une retouche manuelle des lames supérieures du diapason en H. Cette retouche a pour effet de ramener le "plan moyen" de ces lames à être rigoureusement perpendiculaire à l'axe des barres de torsion.

Ce travail est fait au grattoir. La quantité de matière enlevée est minime de sorte que les ajustages précédemment réalisés ne sont pas modifiés d'une façon mesurable.

Il est nécessaire que le gyromètre travaille une dizaine de jours à haut niveau de contrainte avant d'effectuer ce travail. De même que le vieillissement d'un diapason diminue avec le temps, on constate une stabilisation mécanique du gyromètre après quelques jours de fonctionnement. A l'inverse des gyromètres classiques, la stabilité de zéro d'un gyromètre à diapason augmente avec le temps de fonctionnement.

Pour diminuer le temps "d'instabilité", il faut prévoir des traitements thermiques de stabilisation aux différents stades de l'usinage (Ebauche - demi-finition - finition).

53 - Problème de suspension du gyromètre dans son boitier.

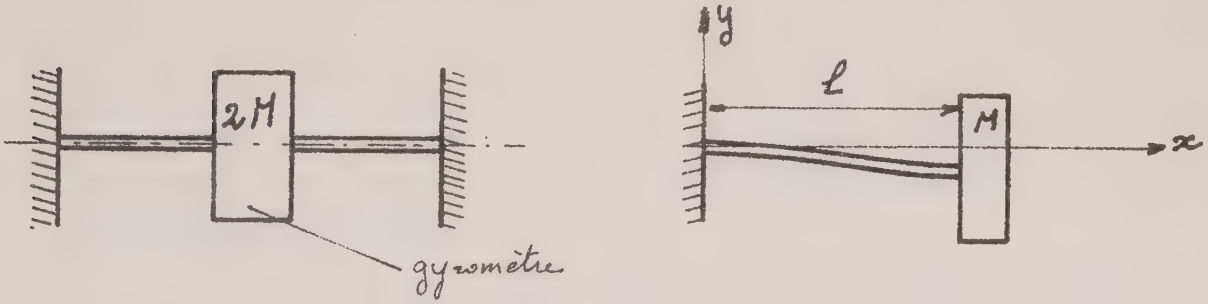
On a essayé de suspendre le gyromètre à basse fréquence pour éliminer l'effet des vibrations extérieures (suspension à 6 degrés de liberté). Bien que théoriquement simple, le problème devient très complexe quand on veut tenir compte des impératifs de poids, d'en-

combrement minima et de stabilité de l'axe sensible du gyromètre compatible avec sa directivité. La suspension ne peut être faite que par des lames dont les fréquences partielles sont très gênantes.

L'affaiblissement des vibrations est bien conforme à la théorie (12 db à l'octave) jusqu'à ce que l'on rencontre les partiels des lames de suspension. Pratiquement, il est difficile d'obtenir un affaiblissement supérieur à 30 db. L'amortissement des résonances est délicat. La suspension à 6 degrés de liberté a été provisoirement abandonnée et remplacée par une suspension à un degré de liberté affaiblissant les vibrations les plus gênantes (vibrations colinéaires à l'axe de symétrie du gyromètre).

Suspension à un degré de liberté.

Elle est réalisée simplement par les pattes de fixation du gyromètre. La fréquence de suspension est celle d'une lame surchargée. Les modes de vibrations donnant un mouvement de rotation du gyromètre ne sont que rarement entretenus par les vibrations extérieures. Nous n'en n'avons pas tenu compte.



le mouvement vérifie l'équation

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} = -\delta S \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$

dont la solution est $y = y_{(x)}\, e^{i\omega t}$

et $$y_{(x)} = A\,ch\,\alpha x + B\,sch\,\alpha x + C\cos\alpha x + D\sin\alpha x$$

avec : E : module d'Young de la lame,

I : moment d'inertie à la flexion,

δ : masse spécifique,

S : section droite de la lame :

$$\alpha^4 : \frac{\delta S\,\omega^2}{EI}$$

Compte tenu des conditions aux limites

$x = 0 \rightarrow y = 0$ et $y'_{(x)} = 0$

$x = \ell \rightarrow y'_{(x)} = 0$ et $y'''_{(x)} = \frac{M\omega^2}{EI}\, y_{(x)}$

L'équation aux fréquences s'écrit :

$$(sh\,\lambda\cos\lambda + ch\,\lambda\sin\lambda) - \lambda\,\frac{M}{m}(1 - ch\,\lambda\cos\lambda) = 0$$

$\lambda = \alpha\ell$

m = masse de la lame. 2M = masse des gyromètres.

Les racines ont été calculées sur calculateur CAB 500 pour différentes valeurs de $\frac{M}{m}$. Le tableau et les courbes (figure 47) résument les résultats obtenus. On peut dire avec une bonne approximation que les partiels d'une lame surchargée sont les mêmes que les partiels des lames encastrées à leurs deux extrémités dès que la surcharge dépasse la masse de la lame. Seule la fréquence du fondamental est modifiée par la présence de la surcharge.

Pour que la suspension soit efficace, il faut que la fréquence du premier partiel soit supérieure à celle du gyromètre et que la fréquence du fondamental soit aussi basse que possible. La suspension doit cependant être suffisamment rigide pour résister aux chocs et aux vibrations. Les prototypes actuels doivent supporter, sans déformation permanente, une chute d'un metre terminée par un choc parfaitement élastique.

L'amortissement de la fréquence fondamentale de suspension est délicat car il ne faut pas modifier l'axe sensible du gyromètre. L'amortissement a été réalise en enrobant la lame de suspension dans un sylastène chargé de poudre de verre. La surtension obtenue est encore de l'ordre de 20 ; il serait souhaitable de la ramener à 5.

Fréquences propres de suspension.

Fondamental.

M/m	λ
0,0402	2,35
0,0870	2,2500
0,1820	2,1500
0,3014	2,0500
0,4531	1,9500
0,6487	1,8500
0,9046	1,7500
1,2448	1,6500
1,7054	1,5500
2,3416	1,4500
3,2402	1,3500
4,5429	1,2500
6,4890	1,1500
9,5005	1,0500
14,3611	0,9500
22,6166	0,8500
37,5544	0,7500
66,8530	0,6500
130,7667	0,5500
151,7094	0,53

1er partiel.

0,0029	5,49
0,0187	5,45
0,0665	5,3500
0,1317	5,2500
0,2271	5,1500
0,3808	5,0500
0,6726	4,9500
1,4479	4,8500
9,9731	4,7500

2ème partiel.

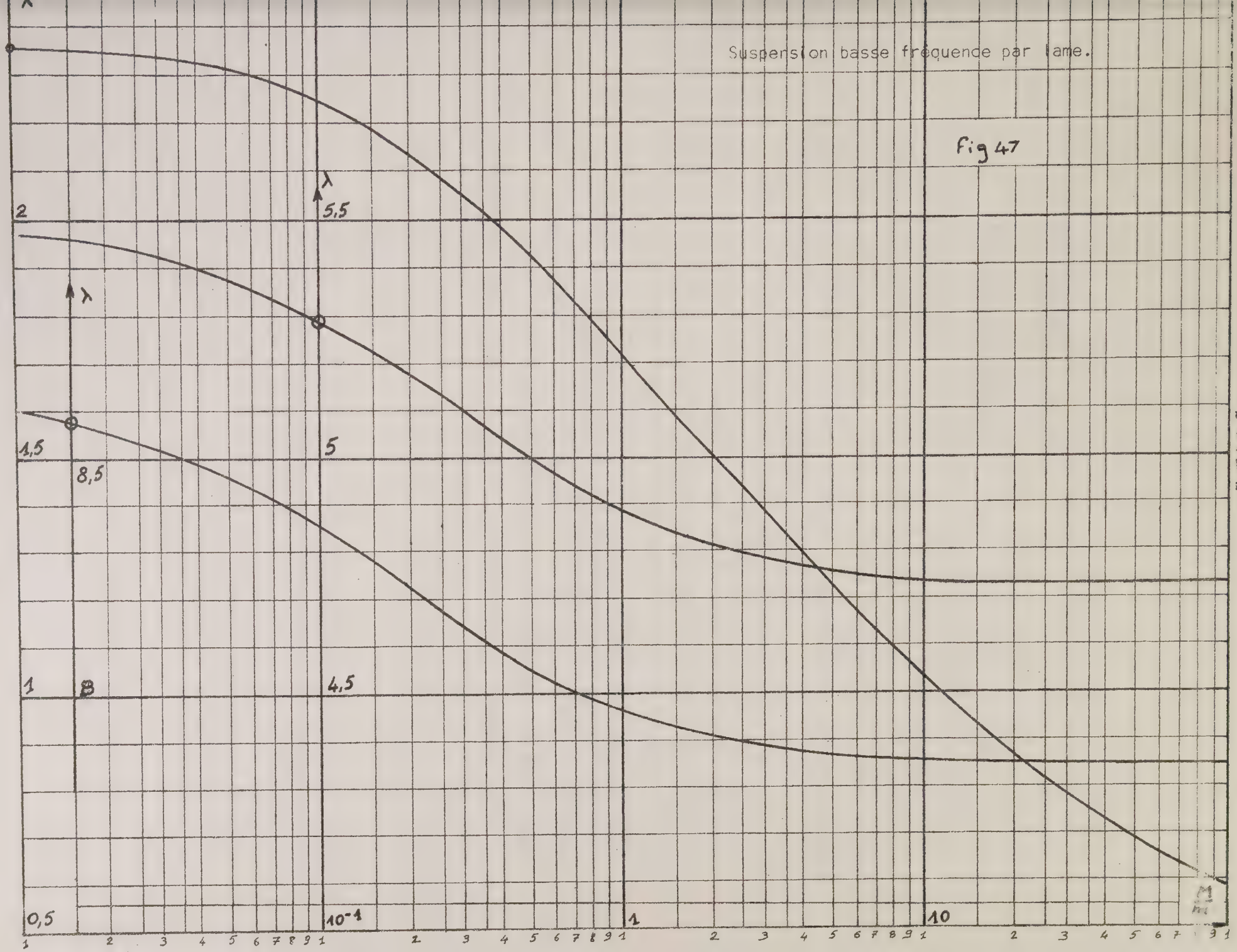
M/m	λ
0,0095	8,6000
0,0384	8,5000
0,0768	8,4000
0,1313	8,3000
0,2160	8,2000
0,3673	8,1000
0,7216	8,0000
2,5807	7,9000
4,6153	7,88
18,6239	7,86

3ème partiel.

0,0019	11,79
0,0054	11,75
0,0260	11,6500
0,0532	11,5500
0,0914	11,4500
0,1500	11,3500
0,2529	11,2500
0,4866	11,1500
0,8622	11,09
6,2205	11,01

Suspension basse fréquence par lame.

Fig 47



VII - MOYENS D'ESSAIS REALISES.

71 - Table tournante.

On avait besoin d'une table tournante générant de faibles vitesses angulaires (0,5 rd/s) avec une précision minimum de 1 ‰ du domaine de mesure. Les tables tournantes réalisant de telles performances sont relativement onéreuses (70 à 150.000 F). On a donc réalisé une table tournante originale permettant de générer des vitesses angulaires avec une précision meilleure que 10^{-3}.

Description (voir photo P 79).

Elle est formée par un pendule de torsion de grande période (2 mn). La masse pendulaire, de diamètre 800 mm pèse 140 kg ; elle a été usinée et équilibrée statiquement. Elle est suspendue par une lame d'acier de 1,6 m de longueur. Un pivot conique monté sur ressort est placé sous la masse pendulaire. Il matérialise l'axe de rotation du pendule et élimine les mouvements transverses sans ramener de frottement.

Les amenées et sorties de courant sont faites par 6 fils émaillés collés sur la lame de suspension. La lame est reliée à la masse électrique et le blindage des fils de sortie ainsi réalisé est excellent. On évite l'un des inconvénients de la plupart des tables tournantes classiques à savoir le bruit électrique et les frottements ramenés par les balais.

La vitesse angulaire est mesurée au passage au point mort du pendule par un système de deux photo-diodes. Bien qu'on se ramène à une mesure de temps, la vitesse angulaire est connue avec une précision de l'ordre de $\pm 3.10^{-4}$ de la pleine échelle, car il existe un sérieux problème d'étalonnage. Par contre, la linéarité de la mesure est certainement meilleure.

Le domaine d'utilisation est de 10^{-3} à 0,5 rd/s. Le prix de revient de cette table est d'environ 2.000 F. Son inconvénient majeur est de ne pas donner une vitesse de rotation constante, qui est indispensable pour l'étalonnage de gyromètres de haute sensibilité.

72 - Table oscillante.

La surtension du diapason secondaire est fonction d'une contre-réaction. Elle peut être calculée mais on ne peut pas la mesurer directement. Comme cette surtension définit le point de cassure de la fonction de transfert du gyromètre, il était nécessaire de tracer expérimentalement cette fonction. Une table oscillante à fréquence variable a donc été réalisée.(voir photo P 72).

Elle est constituée par un plateau ramené en position d'équilibre par une barre de torsion et formant un oscillateur. La barre de torsion peut être immobilisée à 8 niveaux différents, ce qui permet de faire varier la fréquence propre de la table entre 9 et 103 Hz. La table peut être entretenue à des fréquences voisines de ses fréquences propres et par recouvrement de gammes on peut explorer la plage de fréquences 2hz-150 hz.

La table est entretenue à vitesse angulaire crête constante à l'aide d'une chaîne de pilotage en vibration classique (chaîne BRUEL et KJAER, type 1019). Le couple d'entretien est donné par un excitateur électromagnétique qui attaque tangentiellement le plateau oscillant. La vitesse angulaire de la table est obtenue par intégration des signaux donnés par deux accéléromètres.

La précision est de l'ordre de 2%.

Si on entretient la table en dehors de ses plages de résonance, on retrouve sur le plateau toutes les distorsions de la force d'excitation ramenées par le générateur, l'amplificateur de puissance et l'excitateur électrodynamique.

L'intérêt fondamental de cette table est d'éliminer les distorsions en utilisant le phénomène de résonance.

Elle a permis de tracer la fonction de transfert du gyromètre (figure47). La courbe s'écarte légèrement de la fonction de transfert du premier ordre vers les hautes fréquences. Cette légère différence est imputable au traitement électronique des informations de sortie du gyromètre et plus particulièrement au démodulateur synchrone de sortie.

Le temps de réponse du gyromètre a été vérifié par une autre méthode, en appliquant à la table tournante un choc mécanique tangentiel sur la jante.

Le choc est équivalent à l'échelon unité de vitesse.

La réponse du gyromètre à l'entrée et à la sortie du démodulateur est observée sur un oscilloscope double trace dont le balayage est déclenché par le choc.

On reproduit figure 47 trois enregistrements correspondant à trois gains de l'amplificateur de contre-réaction d'amortissement du diapason secondaire.

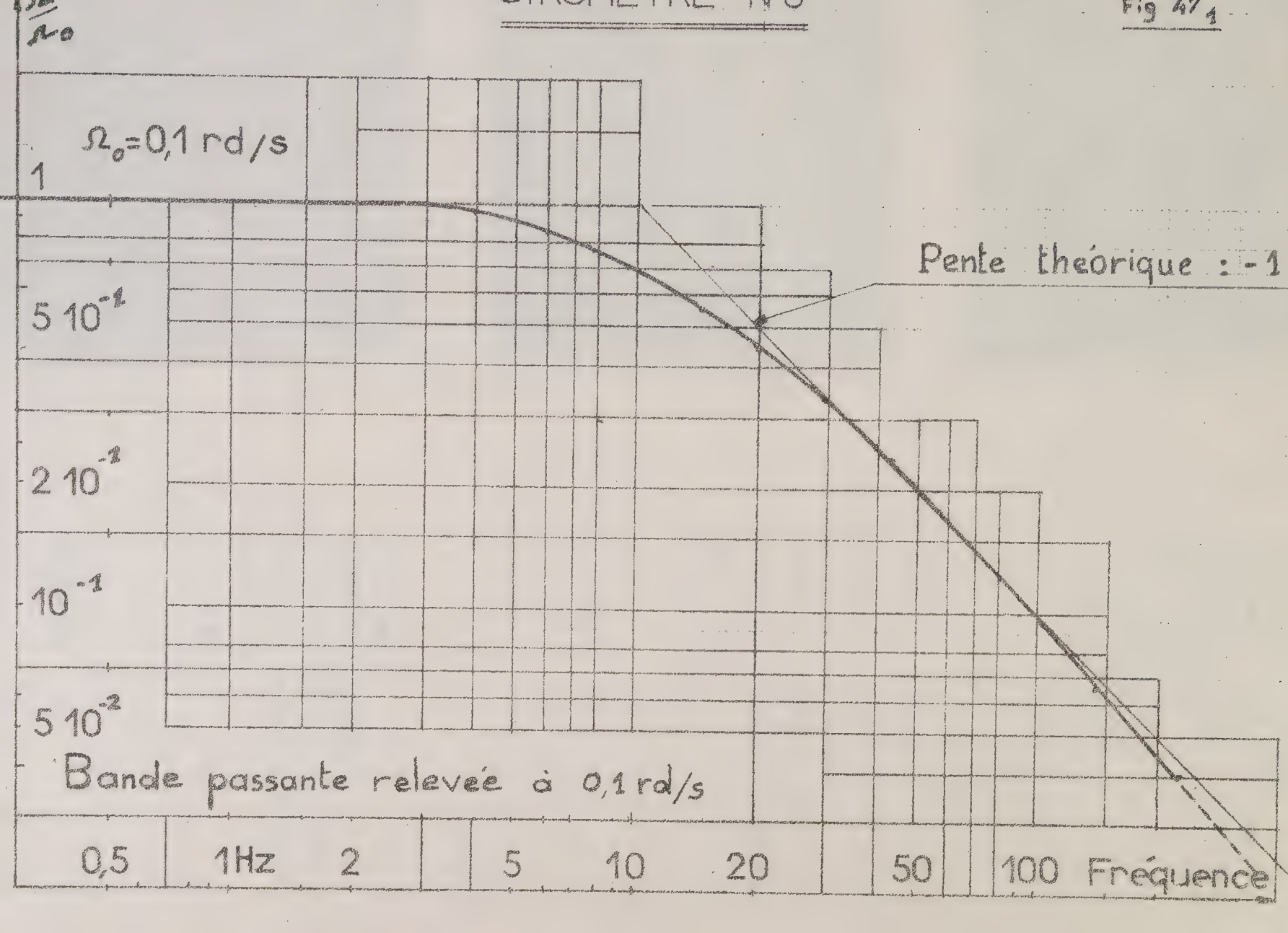
Les fréquences de coupures et les surtensions sont calculées à partir des enregistrements. Il y a recoupement parfait entre ces résultats et ceux obtenus à l'aide de la table oscillante.

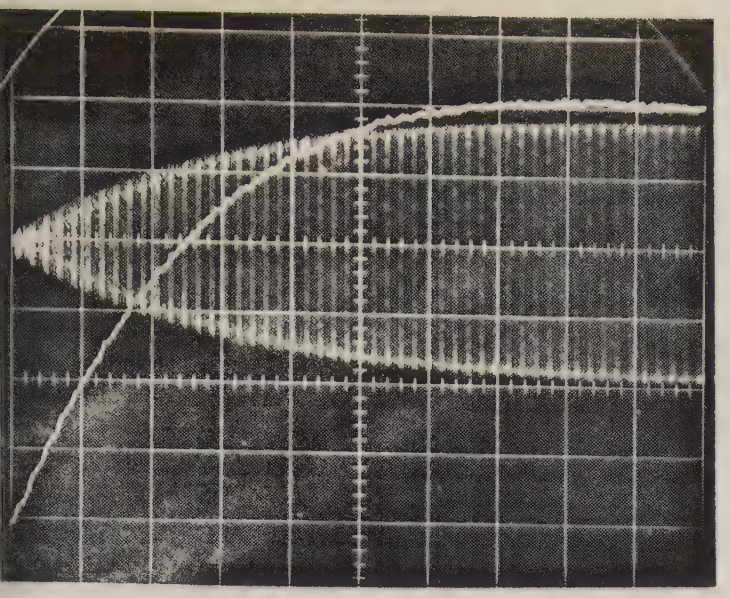
-=-=-=-=-=-

FONCTION DE TRANSFERT

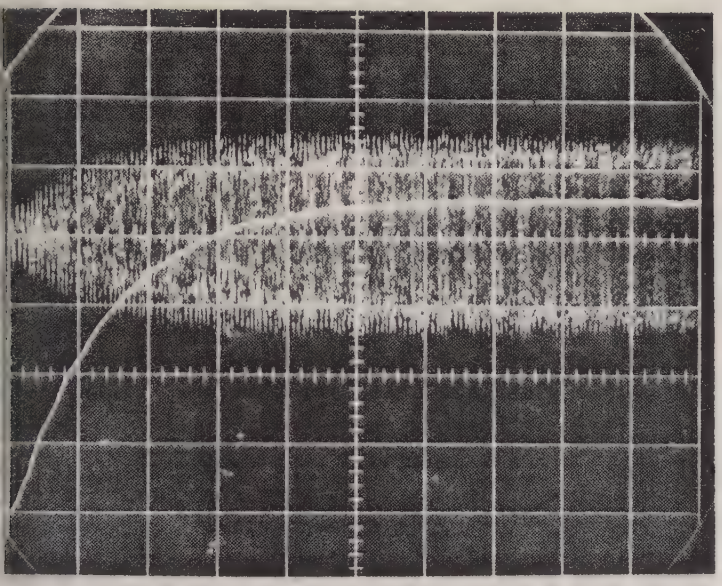
GYROMETRE N°8

Fig 47 1

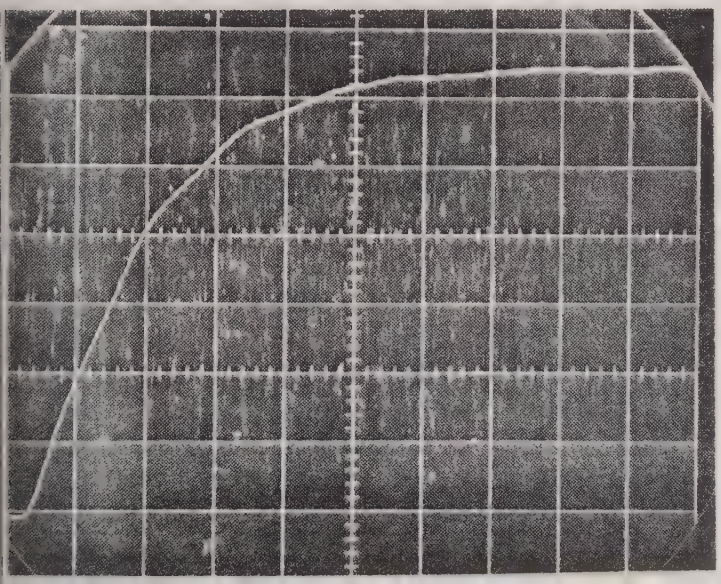




Gain d'ampli. : 2
Amplitude de l'échelon
de vitesse : $\simeq 2.10^{-2}$ rad/s.
Vitesse de balayage : 100 mS/div.
Q ap. : 1870.
F_C : 0,8 Hz.



Gain d'ampli.: 20
Amplitude de l'échelon
de vitesse : $\simeq 10^{-2}$ rad/s.
Vitesse de balayage : 50 mS/div.
Q ap. : 680.
F_C : 2,2 Hz.



Gain d'ampli. : 140
Amplitude de l'échelon
de vitesse : $\simeq 1,5.10^{-2}$ rad/s
Vitesse de balayage : 10 mS/div.
Q ap. : 148.
F_C : 10 Hz.

Figure 47_2

VIII - TRAITEMENT DE L'INFORMATION.

Le traitement électronique de l'information a été étudié au Laboratoire de Mécanique Appliquée par Monsieur JACQUET. La description et mise en oeuvre des éléments étudiés sont données dans les dossiers d'études et d'expérimentation du gyromètre, présentés à la Direction de Recherches et Moyens d'Essais en fin de contrat de recherche (documentation L.M.A.).

Le schéma-bloc de fonctionnement est donné à titre indicatif (figure 49). Ses fonctions sont décrites ci-dessous :

1°) L'asservissement d'amplitude du diapason de torsion entretient le diapason primaire à tension sortie du capteur constante. La précision est de 10^{-3} de la valeur de consigne.

2°) Le circuit bouclé sur le diapason secondaire contrôle la surtension de cet oscillateur en lui appliquant des forces proportionnelles à la vitesse (contre-réaction d'amortissement).

3°) Le sommateur élimine du signal S.F. (sortie flexion) le tension alternative qui existe en l'absence de giration. Cette tension provient d'un couplage résiduel entre les deux oscillateurs. Elle a donc même fréquence que le diapason primaire.; sa phase est relativement stable.

4°) Le démodulateur synchrone délivre le signal de giration démodulé sous forme d'une tension continue positive ou négative, proportionnelle à la vitesse angulaire à mesurer. La démodulation est faite en phase avec la tension délivrée par le diapason primaire.

La précision et la linéarité du gyromètre dépendent de chacun des éléments de "traitement de l'information" au même titre que de la partie mécanique et des capteurs.

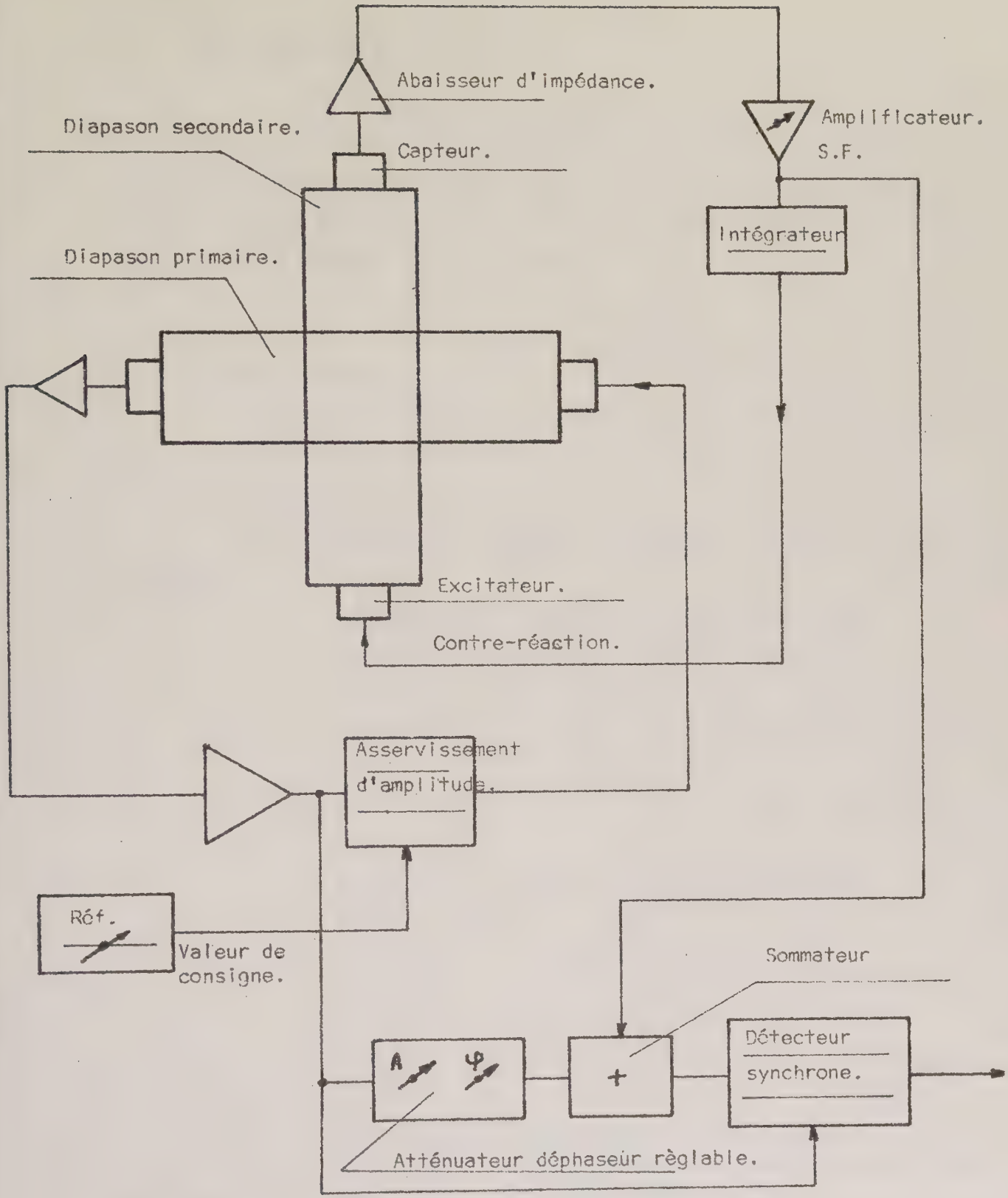

Abaisseur d'impédance.
Amplificateur.
S.F.
Diapason secondaire.
Capteur.
Intégrateur
Diapason primaire.
Excitateur.
Contre-réaction.
Asservissement
d'amplitude.
Réf.
Valeur de
consigne.
Sommateur
A
Ψ
+
Détecteur
synchrone.
Atténuateur déphaseur règlable.

Figure 49.

IX - RESULTATS OBTENUS - CONCLUSION.

On donne ci-dessous les résultats de l'évaluation des performances de deux gyromètres à diapasons (n° 8 et 11) effectuée au Centre d'Essais en Vol de Brétigny-sur-Orge (rapport d'essais C.E.V. L.E.A. 56038 n° 1068). Ces résultats ont confirmé les mesures effectuées au Laboratoire de Mécanique Appliquée.

Le but de ces essais était :

1°) d'évaluer la linéarité, le seuil et la bande passante des gyromètres testés,

2°) de mettre en évidence l'influence de la gravité de la température, des vibrations linéaires et angulaires.

91 - Résultats obtenus.

911 - Linéarité du gyromètre à température constante (22°C) $\pm$ 0,5°C.

. Gyromètre n° 8, bande passante règlée à 2 Hz.

Gamme de vitesses $\pm$ 1,5, 10^{-4} à $\pm$ 0,2 rd/s,

sensibilité : S = 1,639 volt/rd/s,

Linéarité : $\pm$0,1 mrd/s en absolu, soit en relatif $\pm 5.10^{-4}$ dans le domaine $\pm$0,2 rd/s.

Dérive du zéro pendant l'essai : (temps = 3 heures) 0,15 mrd/s.

. Gyromètre n° 8 bande passante règlée à 10 Hz.

Gamme de vitesses : $\pm$ 1,5.10^{-4} à $\pm$ 0,2 rd/s

Sensibilité : S = 2,0685 volts/rd/s

Linéarité : $\pm$ 1 mrd/s en absolu, soit en relatif $\pm 5.10^{-3}$ dans le domaine $\pm$ 0,2 rd/s.

Dérive du zéro pendant l'essai (temps ≈ 1 heure) inférieure à 0,1mrd/s.

. Gyromètre n° 11 bande passante règlée à 10 Hz.

Mesure de la sensibilité pour une vitesse angulaire de 200 "E.R.U. soit 0,015 rd/s S = 2,225 volts/rd/s.

912 - Seuil, dérive du zéro.

. Bruit de fond : de l'ordre de 6.10^{-5} rd/s (valeur crête à crête sur 25 minutes),

. Seuil : avec filtrage du bruit de fond, le gyromètre (bande passante règlée à 2 Hz) a mesuré une vitesse équivalente à deux fois la rotation terrestre avec une précision meilleure que 3 %. Le seuil est de l'ordre de 1°/h soit 6.10^{-5} rd/s.

. Dérive du zéro : (θ = 22°C $\pm$ 0,5°C). Enregistrement continu de la dérive pendant 14 heures où l'on constate une dérive sensiblement continue de l'ordre de 5 E.R.U.* (ou 0,4 mrd/s).

913 - Influence de la gravité.

L'axe sensible Z du gyromètre est horizontal, orienté dans le plan méridien, la table tourne à une vitesse constante de 200 "E.R.U.". Les axes X et Y sont soumis à $\pm$ 1 g : accélération de la pesanteur. On enregistre la sortie giration du démodulateur autour de la valeur moyenne.

On constate :

1°) une erreur constante : ε_2 = +0,6 mrd/s

2°) une modulation dont l'amplitude est de l'ordre de $\pm$ 0,2 mrd/s. (3 E.R.U.)(Figure page 70 bis).

914 - Essais climatiques.

- Essais effectués sur le gyromètre n° 8 B.P. = 10 Hz,
- Vitesse de la table : $\pm$ 200 "E.R.U." soit $\pm$ 1,5. 10^{-2} rd/s
- gamme de température θ : -15° à + 70°C,
- le tableau ci-après présente les résultats :

* 1 E.R.U. = 7,292 10^{-5} rd/s (1 tour par jour sidéral).

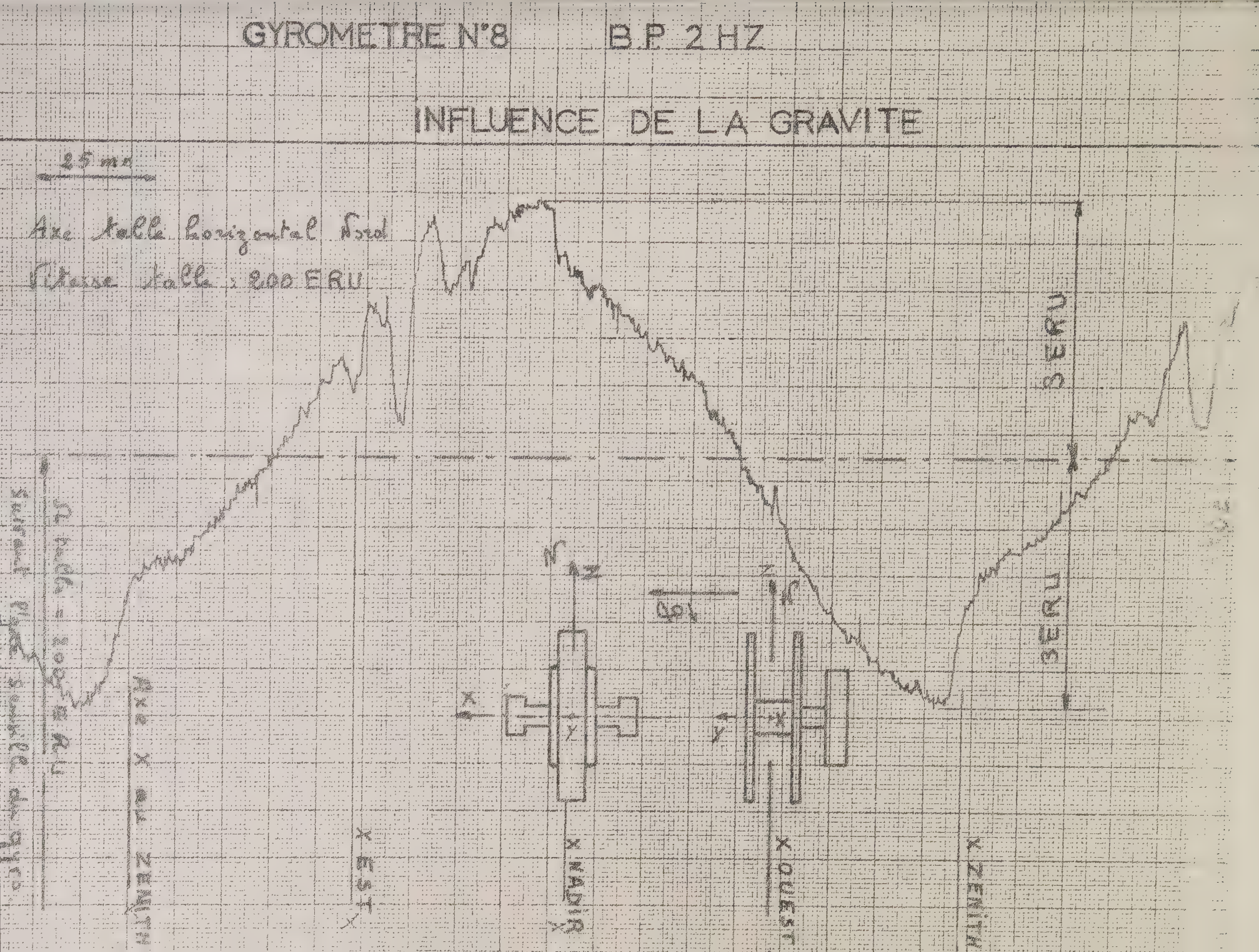
GYROMETRE N°8 B.P. 2 HZ

INFLUENCE DE LA GRAVITE

25 mn

Axe table horizontal Sud

Vitesse table : 200 ERU



θ °C	V_1 Volts	V_2 Volts	V_o Volts	S volt/rd/s	ε_o mrd/s
22	+ 5,720	- 5,284	+ 0,224	1,710	+ 0,6
- 15	+ 6,362	- 4,940	+ 0,810	1,935	+ 2,1
0	+ 6,790	- 4,565	+ 1,150	1,945	+ 2,9
22	-	-	- 0,158	-	- 0,4
+ 50	+ 4,068	- 6,126	- 1,080	1,745	- 3,1
+ 70	+ 4,672	- 5,220	- 0,318	1,695	- 0,9
+ 22	+ 5,379	- 5,118	+ 0,085	1,795	+ 0,2

V_1 et V_2 représentent la tension de sortie du démodulateur pour une vitesse positive et négative de la table.

V_o : la tension de sortie du démodulateur pour une vitesse de la table nulle.

S : la sensibilité.

Ω_E : la vitesse de la table

Ω_E = 200 "E.R.U." = 0,01458 rd/s

soit $S \simeq \frac{(V_1 - V_2)}{5,84}$

ε_o : écart de zéro évalué en mrd/s

$\varepsilon_o \cdot 2,78 \cdot$

S tient compte d'un atténuateur placé à l'entrée du démodulateur.

Remarques :

1°) On constate d'importantes dérives du zéro au cours de l'essai.

Elles sont certainement causées par un gradient de température important sur le gyromètre.

2°) Les mesures ont été effectuées rapidement, en particulier aux basses températures.

3°) Le montage du gyromètre n'était pas optimal car l'ensemble boitier-gyromètre n'était pas placé dans le coeur de l'enceinte climatique, ni suffisamment isolé de la table.

Les essais effectués au Laboratoire de Mécanique Appliquée étaient nettement plus favorables.

915 - Réponse en fréguence.

L'essai a été effectué sur la table oscillante réalisée au Laboratoire de Mécanique Appliquée. La réponse est conforme à la théorie : fonction de transfert du premier ordre. Voir figure 47 .

916 - Essais aux vibrations.

On disposait d'un excitateur de vibrations MBC 10 associé à une table glissante horizontale. Les gyromètres n° 8 et n° 11 réglés pour une bande passante de 10 Hz ont subi un essai aux vibrations rectilignes suivant les 3 axes X, Y, Z.

Des essais à haut niveau (5 g et 10 g) engendrent une vibration riche en harmonique, ceci étant le fait de l'excitateur lui-même. Ainsi, dans ces conditions et aux fréquences d'excitation suivantes (425, 490, 580, 740, 990, 1480 Hz)on observe des perturbations issues de battements entre la fréquence propre du diapason 2960 Hz et les harmoniques de l'excitation.

Gyromètre n° 8.

Programme : déplacement : 4 mm crête à crête de 5 à 25 Hz puis accélération : 5 g crête de 25 à 2.000 Hz. Durée du balayage : 10 minutes.

Essai suivant l'axe Z (vertical) sans table glissante.

Les perturbations restent inférieures à 10^{-3} rd/s crête sauf :

- en basse fréquence de 5 à 60 Hz, où le gyromètre recueille les rotations de la table vibrante : écart maximum : 8.10^{-3} rd/s crête à 24 Hz.

- à 310 Hz : fréquence de suspension du gyromètre : signal parasite de 30. 10^{-3} rd/s crête.

- entre 1500 et 1600 Hz : saturation à l'enregistrement (0,1 rd/s).

Essai suivant l'axe Y (table glissante horizontale).

Les perturbations restent inférieures à 10^{-3} rd/s sauf :

- en basse fréquence, spécialement à 15 et 30 Hz : rotations de la table traduites par un signal maximal de 4.10^{-3} rd/s crête.

- à 310 Hz : dérive de zéro : 24.10^{-3} rd/s

- à 1000 et 1500 Hz : battements inférieurs à 10^{-2} rd/s crête.

- au-delà et jsuqu'à 2000 Hz, le montage d'essai aux vibrations est défectueux et présente de nombreuses résonances.

Les valeurs d'accélérations relevées sont les suivantes :

. axe X 50 g
. axe Y 15 g

Essai suivant l'axe X (table glissante horizontale).

Les perturbations restent inférieures à 10^{-3} rd/s sauf :

- en basse fréquence : 4.10^{-3} rd/s crête à 15 Hz
  2.10^{-3} rd/s crête à 60 Hz.
- 1000 Hz : 10^{-2} rd/s crête
- 1500 Hz : 10^{-2} rd/s crête
- 1600 Hz : perturbation inférieure à 2.10^{-3} rd/s.

Les accélérations maximales rencontrées sont sur l'axe X : 34 g et sur l'axe Y : 6g.

-=-=-=-=-=-=-=-

92 - Résumé des performances.

Le tableau ci-dessous résume les performances obtenues avec le prototype n° 8. Certaines valeurs sont données pour deux règlages de la bande passante. Ils correspondent à deux valeurs du gain de l'amplificateur de contre-réaction du diapason secondaire.

PERFORMANCES DU GYROMETRE : Prototype n° 8			
Dimensions du boitier		Ø 62 x 75 mm	
Masse (gyromètre et son boitier)		450 grammes	
Alimentation électrique (sauf démodulateur).	Tensions	+ 18V +48V	+15V -15V
	Courants	0,4mA 72mA	27mA 42mA
	Puissance dissipée	4,5 W	
Fréquence des diapasons		2960 Hz	
Temps de mise en route	Gyromètre seul	< 0,5 s	
	Gyromètre+électronique.	2 s	
Etendue de mesure	Nominale	$\pm$ 1 rd/s	
	A saturation (électronique).	$\pm$ 1,5 rd/s	
Bande passante		0 à 2 Hz	0 à 10 Hz
Atténuation		6db à l'octave.	6dB à l'octave.
Sensibilité (tension efficace à 2.960 Hz).		1,64 V/rd/s	2,07 V/rd/s
Ecarts de linéarité (gamme : $1,5.10^{-4}$ à 2.10^{-1} rd/s)		$< 2.10^{-4}$ rd/s	$< 1,3.10^{-3}$ rd/s
Bruit de fond (valeur crête à crête sur 25 minutes).		$< 6.10^{-5}$ rd/s	
Dérive de zéro (en 24 heures à + 22°C)		$< 5.10^{-4}$ rd/s	
Variation de la sensibilité en température (-20° à +70°C avec gyromètre non compensé).			$-2,1.10^{-3}$/°C)
Erreur dans le champ de pesanteur ($\pm$ 1g à $1,5.10^{-2}$ rd/s)		6 ± 2.10^{-4} rd/s	

.../...

(.../..

Résistance aux vibrations (suivant les trois axes) (balayage en 10 mn suivant chaque axe.	± 2 mm de 5 à 35 Hz ± 10 g de 35 à 2000Hz
Résistance aux chocs.	50 g.
Vitesse accidentelle maximale.	50 rd/s.
Accélération angulaire accidentelle.	2.000 rd/s/s.
Pression ambiante.	0 à 5 bars.
Dureé de vie.	très supérieure à 3 mois.

93 - Améliorations possibles.

Les gyromètres sont actuellement réalisés en AU4G1 trempé, stabilisé. Ils sont placés sous atmosphère d'hydrogène à la pression ambiante.

De nombreuses améliorations peuvent être envisagées. Leurs incidences sur les performances sont résumées dans le tableau ci-dessous. Un signe + signifie un gain, un signe entre parenthèse marque une incertitude sur les résultats obtenus.

Il est bien évident que le choix d'un moyen repose essentiellement sur les caractéristiques à atteindre en vue d'une application précise donnée.

En marge des améliorations présentées signalons qu'il est possible :

- de diminuer le poids et le volume du gyromètre dans un rapport de 4 sans modification de performances.
- de réaliser une électronique sous forme intégrée, embarcable, de faible consommation (0,5 W) et de faible encombrement (60 cm^3) qui pourrait être partiellement logée dans le boitier actuel du gyromètre.

CARACTERES	MOYENS									
	Fréquence propre plus élevée.	Fréquence propre plus basse.	Gyromètre en acier à basse teneur C.	Gyromètre en Elinvar.	Compensation thermique.	Thermostat ($\pm$ 1°C)	Suspension à basse fréquence.	Excitateurs de flexion améliorés.	Enceinte à vide.	Réduction de dimensions.
Sensibilité	-	+	+	(+)						-
Bande passante.	+	-		+		+		+		
Directivité.			+				-			-
Faible dérive de zéro en température.	(-)		+	+		+			+	
Fidélité.		(+)	+						(+)	
Insensibilité en température.	(-)			+	+	+		+		
Insensibilité aux vibrations.	+	-					+		+	(-)
Prix de revient			>	>		>	>		>	

CONCLUSION.

L'étude débouche sur un produit nouveau présentant, sur les gyromètres classiques, les avantages suivants :

- Excellente linéarité et directivité,
- très grande dynamique (10^4),
- bonne résistance aux chocs et aux vibrations,
- Rapidité de mise en oeuvre. Très grande durée de vie, entretien nul.
- très faible consommation.

Bien que le seuil de sensibilité soit de l'ordre de 0,4 d°/heure dans des conditions d'expérimentation favorable, le domaine d'utilisation peut actuellement être fixé de 10^{-3} à 10 rd/s dans les conditions d'ambiance classiques. Il n'est pas exclu que l'on puisse l'augmenter d'au moins une puissance de dix vers les basses vitesses.

Le prix de revient de ce gyromètre ne devrait pas être très supérieur à celui des appareils actuels de performances voisines ou inférieures.

Cependant, l'étude réalisée au L.M.A. doit être considérée comme une ébauche dont le principal intérêt est d'avoir montré les possibilités des gyromètres à diapasons. Tous les problèmes ne sont pas résolus et de nombreuses études devraient être entreprises. Citons entre autres :

1°) La recherche et l'essai de matériaux de haute stabilité mécanique et présentant un faible frottement interne (alliages légers, acier à basse teneur en carbone, invars, élinvars, quartz, monocristaux, etc...).

2°) L'amélioration des performances des capteurs piézoélectriques,

3°) L'étude de l'influence du milieu ambiant sur caractéristiques des diapasons. Le couplage accoustique entre deux diapasons ; l'influence de l'emboitage.

4°) L'étude complète du gyromètre, en tant que système à constantes réparties :L'étude faite ne met pas en évidence les dérives de zéro dues aux accélérations. Ces dérives ont été constatées expérimentalement (Figure P.10).

5°) L'étude complète d'une suspension basse fréquence à six degrés de liberté est nécessaire si on veut conserver intégralement les performances du gyromètre placé dans un champ de vibration .

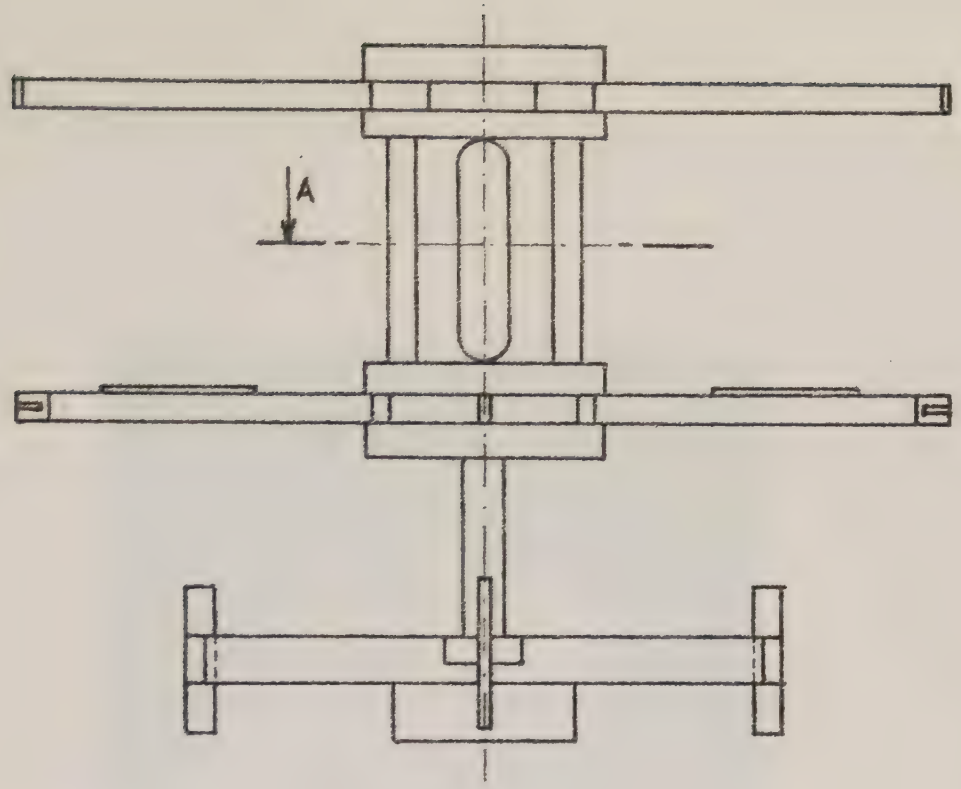
6°) Enfin, la structure proposée n'est pas limitative. Il est certainement possible d'en trouver de meilleures. C'est une question d'ingéniosité.

Si on considère "l'énergie" dépensée depuis le début du siècle pour améliorer les caractéristiques des gyromètres à toupie, on doit admettre que les gyromètres à diapasons n'en sont qu'à leurs premiers balbutiements.

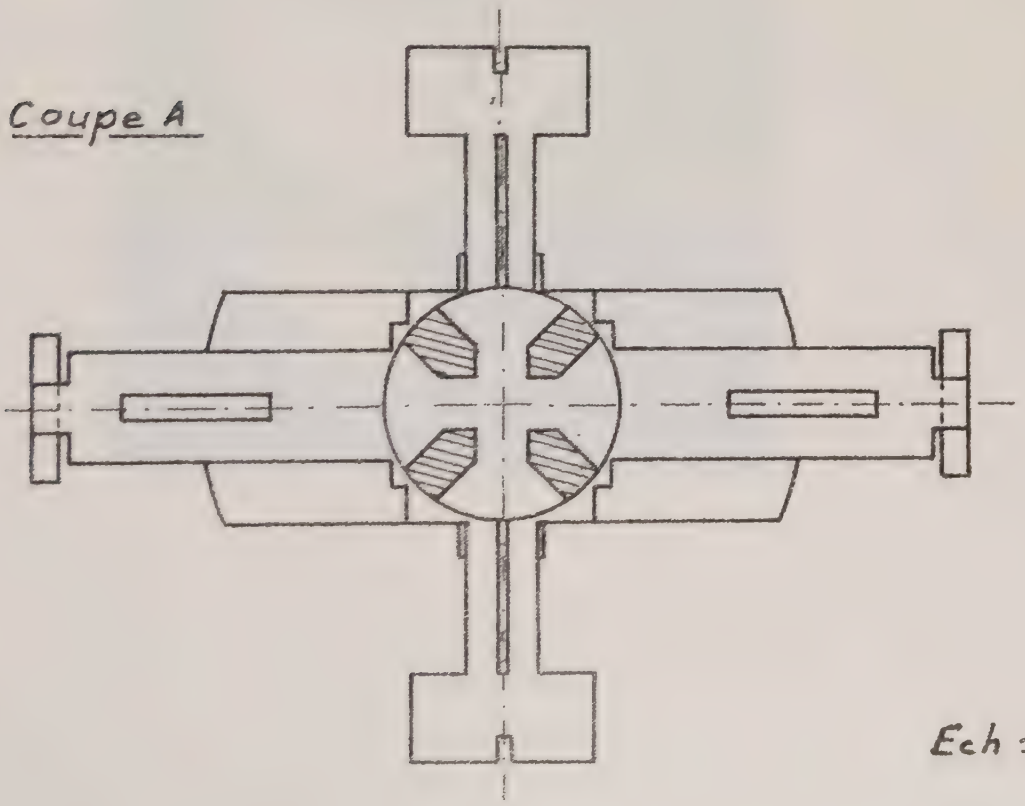
Néanmoins, le champ d'application des gyromètres à diapasons est trop vaste pour que l'on puisse continuer les recherches sans but précis.

Compte tenu des résultats obtenus, un développement industriel doit être réalisé. Il permettra d'orienter les recherches et d'améliorer certaines performances en fonction des applications envisagées.

-=-=-=-=-=-=-=-

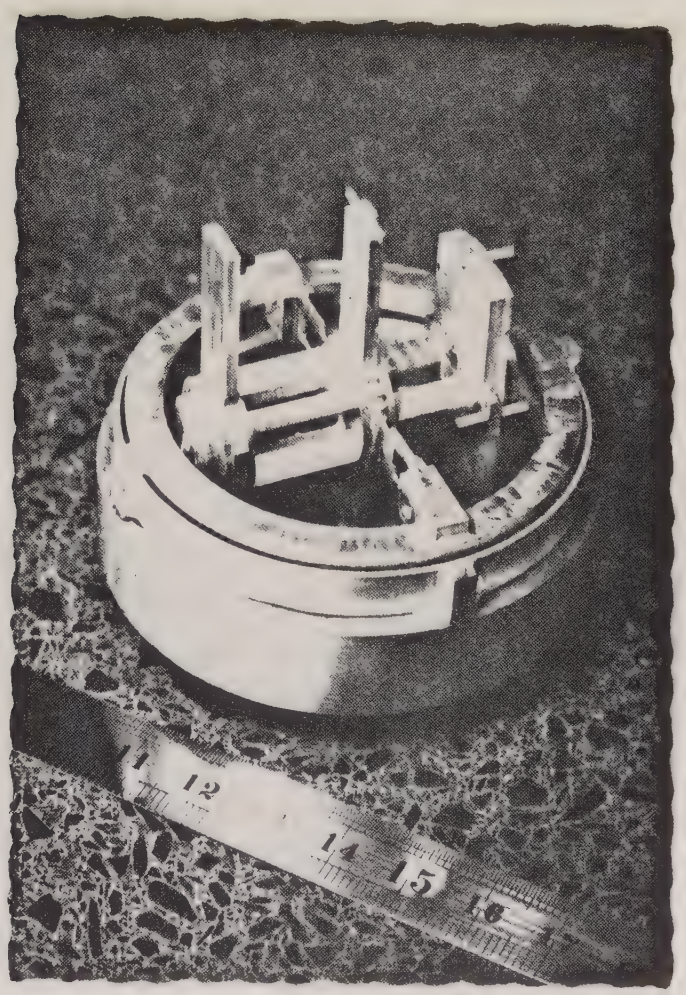


Coupe A



Ech ≈ 2

Photographie du gyromètre monté sur une suspension basse fréquence à six degrés de liberté.



B I B L I O G R A P H I E.

- Brevets anglais.

  . n° 611.005, 1942, Improvements in or relating to Devices for Detecting or Measuring Rate of Turn.

  . n° 611.011, 1943, Improvements in or relating to Devices for Detecting or Measuring Rate of Turn.

  . n° 611.021, 1943, Improvements in or relating to Devices for Detecting or Measuring Rate of Turn.

  . n° 685.369, 1950, Improved Means for Measuring Angular Velocities and Displacements.

  . n° 861.436, 1957, Improved in and relating to Devices Responsive to Angular Movements.

  . n° 947.310, 1961, Improvements in or relating to Rotation Responsive Devices.

- Brevets américains.

  . n° 2.309.853, 1943, Rate and attitude indicating instrument.

  . n° 2.513.340, 1950, Angular velocity responsive apparatus.

  . n° 2.544.646, 1951, Angular Velocity Measuring Instrument.

  . n° 2.546.158, 1951, Gyroscopic Instrument.

  . n° 2.616.681, 1952, Angular Velocity Responsive Apparatus.

  . n° 2.683.596, 1954, Rate of Turn Instrument.

  . n° 2.753.173, 1956, Turn Rate Measuring Instrument.

  .n° 3.106.847, 1963, Gyroscopic Apparatus.

  . n° 3.113.463, 1963, Inertial Angular Velocity Sensing Instrument.

- Brevets déposés en France.

  . n° 1.176.197, 1957, Perfectionnements apportés aux moyens de mesure de la vitesse angulaire d'un organe ou d'un objet rotatif.

. n° 1.328.297, 1962, Appareil Gyroscopique.

. n° 1.322.871, 1962, Appareil stable de référence notamment dispositif gyroscopique.

. n° 1.338.046, 1962, Appareil gyroscopique.

. n° . 1.380.612, 1963, Appareil gyroscopique.

. n° 1.436.665, 1965, Gyromètre à diapasons.

- Publications.

. R. MATHEY, Contribution au perfectionnement des gyromètres vibrants, Doc. air Espace, 1965, n° 92, et n° 94.

. R. MATHEY, Le tachymètre inertiel vibrant, Annales de radio-électricité, 1963, tome XVIII, n° 74.

. R. MATHEY, Limitations théoriques et pratiques du gyroscope vibrant, Mémorial de l'artillerie française, 1964, 4ème fascicule.

. SAGE, Application des propriétés d'anisotropie cristalline à la mesure des vitesses de rotation, Mémorial de l'artillerie française, 1964, 4ème fascicule.

. ETTZEVO-GLOU, Gyroscopes non classiques, Doc. Air Espace, 1964, n° 86.

. J. LYMAN, A new Space Rate sensing Instrument, Aeronautical Engineering Review, nov. 1953.

. BARNABY, CHATTERTON, GERRING, General Theory and Operational Characteristics of the Gyrotron Angular Rate Tachymeter, Aeronautical Engineering Review, nov. 1953.

. C.T. MORROW - Zero signal in the Sperry Tuning Fork Gyrotron, The Journal of the Acoustical Society of America.

. FEARNSIDE, The mathematical theory of vibratory Angular Tachometers, The Institution of Electrical Engineers. Nov. 1957.

. NEWTON, Comparison of vibratory and Rotating Wheel Gyroscopic Rate Indicators, AIEE Transactions, July 1960.

. NEWTON, A Rate Gyroscope Based on Interaction of Sonic Waves, IEEE Transactions on Automatic Control, 1965.

. NEWTON - BUSH - Reduction oferrors in vibratory Gyroscopes by Double Modulation, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1964.

. W. GATES, Vibrating angular Rate Sensor May Threaten the Gyroscope, Electronics, june 10, 1968.

. Produced by the Armed Services Technical Information Agency, n°AD296397. Arlington Hall Station, 12, Virginia (Rapport concernant les gyromètres à diapasons et donnant de nombreux résultats numériques).

Ouvrages divers.

. R. ARNOLD et L. MAUNDER - Gyrodynamics Academic Press, London.

. ROCARD, Dynamique des vibrations.

. MORAND, Traité pratique de technique du vide.

. R. CHALEAT, Cours de Chronométrie (Faculté des Sciences de Besançon).

. P. MESNAGE, Cours de théorie des communications (Faculté des Sciences de Besançon).

. G. LALLEMENT, Le diapason de torsion, Actes du Congrès International de Chronométrie de Lausanne, juin 1964.

. C. OUDET, Recherche sur la constitution, les perturbations et l'amortissement des diapasons (thèse de docteur-ingénieur, Faculté des Sciences de Besançon, 1964).

. Dossiers d'étude et d'expérimentation d'un gyromètre à diapasons (documentation L.M.A.).

. Rapport du Centre d'Essais en Vol de Brétigny sur Orges (n° d'essais 56038).